
Wirkung der Art und Quantität von Hydrometeoren auf polarimetrische Radargeräte unterschiedlicher Wellenlänge

Alexander Hibold



München 2011

Wirkung der Art und Quantität von Hydrometeoren auf polarimetrische Radargeräte unterschiedlicher Wellenlänge

Alexander Habold

Masterarbeit

Erstgutachter
Dr. K. Schmidt

Zweitgutachter
Prof. Dr. G. Craig

Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München
14. November 2011

Kurzzusammenfassung

Durch die Kombination von polarimetrischen Radargeräten unterschiedlicher Frequenz ergibt sich die Möglichkeit das Verhalten von Rückstreuung und Transmission der elektromagnetischen Wellen frequenzspezifisch zu untersuchen und mikrophysikalische Eigenschaften von Wolken, wie LWC , R und $N(D)$ anhand eines neu entwickelten Retrievalverfahren exakter zu beschreiben.

Eine Grundlage hierzu bieten, die am 8. Juli 2007 während der COPS-Kampagne durchgeführten, kombinierten Messungen des POLDIRAD (C-Band), sowie des Wolkenradars MIRA36 (Ka-Band). Zusätzlich wurde der Vertikalwind mit Hilfe eines Doppler-Sodars bestimmt und das Temperaturprofil aus mehreren Sondierungen der betrachteten vertikalen Säule über der Supersite Achern verwendet.

Ziel dieser Arbeit ist es, das unterschiedliche Verhalten von Z bei verschiedenen Frequenzbändern zu erörtern und dessen Abhängigkeit von den Momenten von $N(D)$ zu bestätigen. Dafür wurde der Prozess der Streuung anhand einer auf n , D und Aggregatzustand basierenden Simulation analysiert und desweiteren ein durch die Marshall-Palmer-Verteilung approximiertes Retrievalverfahren entwickelt. Mit dieser Methode konnten, anhand eines Fallbeispiels angenähernten Vertikalprofils des LWC , die unterschiedlichen Profile von Z_{HH} beider Frequenzbänder, sowie w_D und σ_D berechnet werden. Das simulierte Profil wurde daraufhin mit dem komplementären Fallbeispiel verglichen, welches zusammen mit weiteren Gegenüberstellungen des frequenzspezifischen Z_{HH} und weiteren Messwerten wie w , lokalisierter Schmelzschicht sowie polarimetrischen und kohärenten Hydrometeorklassifizierungen, die Hypothese einer Korrelation zwischen frequenzspezifischen Reflektivitätsunterschieden und $N(D)$ untermauert.

Es konnte gezeigt werden, dass die Unterschiede der Reflektivitätsfaktoren auf Dämpfung und Rückstreuung zurückzuführen sind. Die Dämpfung hängt von D und N der Hydrometeore im Volumen sowie von λ ab und ruft eine sich über den Strahlenpfad integrierende Wirkung hervor. Im C-Band kann dieser Effekt für ein regentypisches $D < 4mm$ vernachlässigt werden, wohingegen im Ka-Band bei $D > 1mm$ eine dämpfende Wirkung festgestellt wird. Zusätzlich verstärkt sich das unterschiedliche Verhalten ab $D > 2,5mm$ wegen resonanzbedingten Rückstreuungseffekten im Miebereich des Ka-Bands. Die Ähnlichkeit zwischen Retrievalausgabe und den komplementären Messdaten bestätigen die Hypothese die Abweichungen in Z durch messtechnische Radarvariablen erklären und quantifizieren zu können. Wegen der im Retrievalverfahren implementierten Approximationen Marshall-Palmer-Verteilung und Mie-Berechnung sind jedoch vor allem bei der Simulation von Eispartikeln, Abweichung zu den Messungen zu erwarten.

Zur Simulation von mikrophysikalische Eigenschaften von Wolken anhand des Retrievalverfahrens, sollte deswegen der Streuprozess mit der T-Matrix-Methode erweitert und nach einer geeigneteren Tropfengrößenverteilung gesucht werden.

Abstract

By combining polarimetric radars of different frequencies, the possibility arises to investigate the behavior of backscatter and transmission of electromagnetic waves with changing frequency and to derive the microphysical cloud properties like LWC , R and $N(D)$, using enhanced retrieval methods more precisely.

A basis for this analysis is offered by the combined measurements of POL-DIRAD (C-band) and the cloud radar MIRA36 (Ka-band) during the COPS campaign on July 8, 2007. Additionally, the vertical wind and the temperature profile of the considered vertical column above the supersite Achern was determined using a doppler sodar and several soundings.

The aim of this thesis is to discuss the observed different behavior of Z of the two frequency bands and to confirm its dependency on the moments of $N(D)$. Therefor, the process of scattering was analysed, executing a simulation program based on droplet number concentration, -size and aggregate state, and furthermore developing a retrieval method utilizing the shape of the Marshall-Palmer-distribution. Using a vertical profile of LWC aligned with a case study, this approach allowed the calculation of the different profiles of Z_{HH} of both frequency bands, as well as the w_D and σ_D . Then, the simulated profile is compared with the complementary case study advanced with w , localized melting layer, as well as polarimetric and coherent hydrometeor classification that confirm the hypothesis of a correlation between frequency specific reflectivity differences and the $N(D)$.

In summary, the differences of the reflectivity factors are due to attenuation and backscatter effects. The former depends on size and number concentration of the hydrometeors in the volume, plus the wavelength of the radar, and induces an impact integrated over the radiation path. Considering the C-Band, this effect can be neglected for a the typical size of rain ($D < 4mm$), whereas an attenuating effect is established for $D > 1mm$, considering the Ka-Band. Additionally, the different behavior is increased, affected by resonance in the Mie region at $D > 2.5mm$. The similarity of retrieval output to the complementary measurements confirm the hypothesis, that the differences of Z can be explained and quantified by measured radar variables. Because of the implemented approximations Marshall-Palmer-distribution and Mie calculations in the retrieval method, deviations to the measurements are especially expected while simulating ice particles.

As a result, the scatter calculations for simulating the microphysical properties using the retrieval method, should be advanced by the T-Matrix method and by using a more capable droplet size distribution.

Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung	i
Abstract	iii
1. Einleitung	3
2. Einführung in die Radarmeteorologie	5
2.1. Allgemeine Radarmeteorologie	5
2.1.1. Abstrahlcharakteristik eines Radars	6
2.1.2. Radargleichung für Punktziele	7
2.1.3. Radargleichung für Volumenziele	7
2.1.4. Fehlerquellen bei der Interpretation von Z	10
2.2. Polarimetrische, kohärente Radarmeteorologie	11
2.2.1. Differentielle Reflektivität Z_{DR} und Lineares Depolarisationsverhältnis LDR	11
2.2.2. Dopplergeschwindigkeit und spektrale Breite	14
3. Hydrometeore	15
3.1. Wolkentröpfchen	15
3.2. Flüssige Hydrometeore	20
3.3. Vereiste Hydrometeore	23
4. Hydrometeorklassifizierung	29
4.1. Allgemeine Prinzipien der Hydrometeorklassifizierung	29
4.2. Polarimetrische Hydrometeorklassifizierung	30
4.3. Koherente Hydrometeorklassifizierung	32
5. Simulation & Systematik	35
5.1. Atmosphärische Dämpfung	36
5.1.1. Dämpfung durch atmosphärische Gase	37
5.1.2. Dämpfung durch flüssige Hydrometeore	39
5.1.3. Dämpfung durch vereiste Hydrometeore	40
5.2. Verhaltensänderung in der Rückstreuung	44
5.2.1. Rückstreuung an flüssigen Hydrometeoren	44
5.2.2. Rückstreuung an vereisten Hydrometeoren	46
5.3. Ergebnisse eines simulierten Höhenprofils	46
5.4. Systematik	55

6. Datenanalyse	57
6.1. Datenverarbeitung und Messbedingungen	57
6.1.1. Örtliche Synchronisation der Messdaten	59
6.1.2. Zeitliche Synchronisation der Messdaten	62
6.2. Statistische Betrachtungen	64
6.3. Profilanalyse aus Messungen des 8. Juli 2007	68
6.3.1. Höhenprofil von 16:58 UTC	69
6.3.2. Höhenprofil von 18:58 UTC	72
6.3.3. Höhenprofil von 20:48 UTC	75
7. Abschließende Bemerkungen	79
7.1. Zusammenfassung	79
7.2. Ausblick	81
Literaturverzeichnis	83
Abbildungsverzeichnis	87
Tabellenverzeichnis	90
A. Abkürzungsverzeichnis	93
Danksagung	97
Erklärung	99

1. Einleitung

Wolken und Niederschlag bilden eine sehr wichtige Komponente in der Beschreibung des Wetter- und Klimasystems. Für eine möglichst korrekte kurzfristige Prognose von Niederschlag und Temperatur (Wetter) bis hin zur Bestimmung des langzeitlichen Mittels der atmosphärischen Variablen (Klima), werden sogenannte initiale Bedingungen vom Modell benötigt. Diese werden bei einem bestehendem Messnetz durch deren gemessenen Größen erhalten, welche wiederum durch die sogenannte vierdimensionale Datenassimilation verwendet werden, um auch für Gitterpunkte eine initiale Bedingungen abzuschätzen, für die keine Messwerte vorliegen. Dazu ist die Genauigkeit der Messdaten, sowie ihre zeitliche und räumliche Auflösung von größter Bedeutung. Eine Grundlage bilden dabei Messstationen am Boden, welche Aufschluss über den atmosphärischen Zustand in der lokal bedingten Höhe mit guter zeitlichen Auflösung geben. Für den Raum oberhalb der Messstationen ist es notwendig auf Fernerkundungsinstrumente wie zum Beispiel das Radar zurückzugreifen, welche es erst ermöglichen ein flächendeckendes, zeitlich gut aufgelöstes Netz in diesen Höhen zu erhalten.

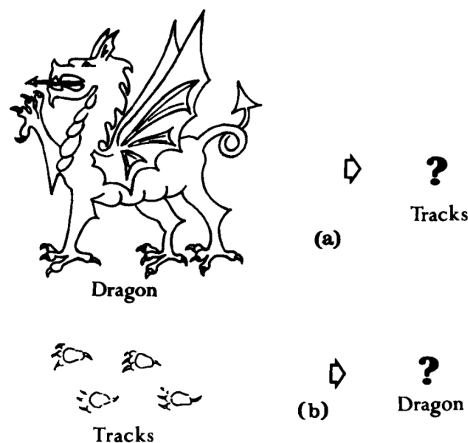


Abbildung 1.1.: a) Das direkte Problem: Beschreibe die Spuren eines gegebenen Drachens; b) Beschreibe den Drachen aus seinen Spuren. (Bohren & Huffmann, 1998)

Das in dieser Arbeit analysierte aktive Fernerkundungsinstrument Radar, misst dabei die von atmosphärischen Partikeln zurückgestreute Leistung im jeweiligen Messvolumen mit Hilfe von elektromagnetischen Wellen. Dabei tritt auch hier die typische Fragestellung der Fernerkundung auf (siehe Abbildung 1.1 b)). Wie erhält man aus den gemessenen Radarvariablen (die Spur des Drachens) die zu in-

teressierenden atmosphärischen Parameter Regenrate und Feuchtigkeit (das Aussehen des Drachen)? Dazu sollte zuerst erörtert werden welche Parameter die Regenrate und Feuchtigkeit beschreiben und somit zu den Messwerten führen (siehe Abbildung 1.1 a)). Hier spielt vor allem die Tropfengrößenverteilung $N(D)$ die entscheidende Rolle, welche mit heutigem Wissen nur empirisch angenähert, jedoch nicht direkt aus den Radarmessungen interpretiert werden kann.

In dieser Arbeit wird nun analysiert, ob es durch die Verwendung von zwei polarimetrischer Radargeräte ermöglicht wird, Rückschlüsse auf die gesuchte Tropfengrößenverteilung zu ziehen. Dabei senden die betrachteten Radargeräte (POLDI-RAD und MIRA36) in verschiedenen Frequenzbändern, weswegen angenommen wird, dass eine bestimmte Art und Quantität von Niederschlagspartikeln, den sogenannten Hydrometeoren, eine spezifische Wirkung auf das jeweilige Verhalten der Reflektivitäten besitzt, welche jedoch mit $N(D)$ in Verbindung gebracht werden kann.

Um die Wirkungen von Hydrometeoren auf die elektromagnetische Strahlung verstehen und untersuchen zu können, bedarf es vorerst eines grundlegenden Verständnis über die Physik des Radars und wie sie auf die atmosphärischen Niederschlagspartikel angewendet werden muss. Kapitel 2 beschreibt folglich die Theorie des Radars und die Ableitung der radarmeteorologischen Messwerte aus der rückgestreuten Leistung. Diese besitzen wegen der unterschiedlichen Eigenschaften der verschiedenen möglichen Hydrometeortypen ein bestimmtes Verhalten, welche in der Analyse der wellenlängenspezifischen Wirkung miteinander berechnet werden muss. Zu diesem Zweck wird in Kapitel 3 auf die Mikrophysik von Hydrometeoren eingegangen. Je nach Hydrometeortyp verhalten sich auch die kohärenten und polarimetrischen Messdaten unterschiedlich. Dabei zeigt Kapitel 4 Methoden auf, welche die Klassifizierung von Hydrometeoren mittels der Kombination mehrerer Radarvariablen beschreibt. Welche Effekte elektromagnetische Wellen ausgesetzt sein könnten, wenn sie auf bestimmte Hydrometeortypen treffen, wird in Kapitel 5 erörtert und anhand von Simulationen mit Mie-Reihen-Berechnungen unterstützt. Dabei wird zwischen flüssigen und vereisten Hydrometeoren unterschieden. Desweiteren wird, anhand eines auf ein praxisnahes LWC -Profil angewandtes Retrieval-Verfahren, erörtert, inwiefern die erwartete Abweichung der Reflektivitätsfaktoren zwischen C- und Ka-Band durch messtechnische Radargrößen beschrieben werden kann. Die Ergebnisse dieses Kapitels werden daraufhin in eine Systematik zusammengefasst, welche die wellenlängenspezifische Wirkung bei bestimmten Tropfengrößen D und -anzahlen grob abschätzt. Diese findet zusammen mit den Hydrometeorklassifizierungen Anwendung in der Datenanalyse in Kapitel 6, in der die in Kapitel 5 aufgestellten Theorie bewiesen und eventuelle Abweichungen davon diskutiert werden.

2. Einführung in die Radarmeteorologie

In diesem Kapitel wird auf die grundlegenden Techniken und Größen der Radarmeteorologie eingegangen, um einen ersten Einblick in die Gleichungen und deren Problematik zu gewähren. Hierzu werden die Prinzipien des allgemeinen -, des kohärenten - und des polarimetrischen Radars beschrieben, wobei vorerst ein 'ideales' System, das heißt ohne atmosphärische und instrumentelle Dämpfung, angenommen wird. Diese und weitere Problematiken werden in Kapitel 2.1.4 aufgezeigt. Zusätzlich wurde angenommen, dass es sich bei den dargestellten Radargeräten, wie bei POLDIRAD und MIRA36, um Geräte mit symmetrischer Antenne handelt.

Da die Grundlagen der Radarmeteorologie bereits in vielen Lehrbüchern behandelt wurde, wird hier auf Details verzichtet. Für eine eingehendere Darstellung sei jedoch auf eben diese Lehrbücher verwiesen, zum Beispiel Battan (1973), Rinehart (1994) oder Sauvageot (1992). Desweiteren findet sich ein geschichtlicher Überblick der Entwicklung des Forschungszweiges der Radarmeteorologie zum Beispiel in den Artikeln der von Atlas (1990) herausgegebenen Monographie.

2.1. Allgemeine Radarmeteorologie

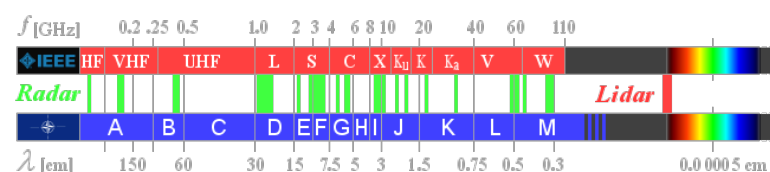


Abbildung 2.1.: Frequenzbänder für Radargeräte. **oben:** nach IEEE 521-1984 Standard; **unten:** nach IEEE 521-2002 Standard (www.radartutorial.eu)

Nach den ersten Versuchen von Hülsmeier im Jahr 1904, die Rückstreuung an Schiffen im dichten Nebel zu detektieren, wurde das Radar vorerst nur für militärische Zwecke eingesetzt. Erst ab etwa 1942/1943 bildete sich ein zunehmendes Interesse für Radarechos von Niederschlag, Schmelzschicht und anderen Phänomenen, die auf die Meteorologie zurückzuführen sind. Heutzutage wird in Deutschland und weiten Teilen der Erde ein dichtes Netz von Radargeräten mit unterschiedlichen Wellenlängen betrieben, um verschiedenste meteorologische, hydrologische, aber auch klimatologische Aspekte zu detektieren und zu erforschen. Dabei werden die unterschiedlichen verwendeten Wellenlängen zur besseren Übersicht in Klassen zusammengefasst (siehe Abbildung 2.1), wobei sich normalerweise

heutige Wetterradargeräte, wegen atmosphärischer Aspekte, auf den Bereich zwischen dem L- und dem X-Band beschränken. Das Prinzip eines Radars besteht darin, wie es bereits die Langform 'radio detection and ranging' schon aussagt, elektromagnetische Wellen im Radiowellenbereich zu detektieren und den Abstand zwischen Radar und Objekt zu messen. Um das zu erreichen werden kurze elektromagnetische Pulse mit einer spezifischen Wellenlänge λ durch eine Antenne gebündelt und mit einer Leistung P_T in die Atmosphäre emittiert. Trifft diese Strahlung auf Objekte wie zum Beispiel Hydrometeore, wird ein Bruchteil von P_T zum Empfänger des Radars zurückgestreut. Die empfangene Leistung, die als P_R bezeichnet wird, hängt dabei von mehreren Faktoren ab, welche im Folgenden beschrieben werden.

2.1.1. Abstrahlcharakteristik eines Radars

Um eine möglichst hohe räumliche Auflösung zu gewähren, ist es nötig die elektromagnetische Welle vom Sender zu bündeln und einen möglichst engen Strahl zu emittieren. Wie bereits oben erwähnt, wird dies von der Antenne vollzogen. Dabei sitzt der Sender im Brennpunkt des Reflektors und bestrahlt diesen mit einer etwa gaußförmigen Abstrahlcharakteristik. Aufgrund seiner endlichen Ausdehnung verläuft der reflektierte Strahl jedoch nicht parallel, sondern verbreitert sich mit zunehmendem Abstand. Diese Verbreiterung des Strahls, welche durch den Öffnungswinkel Θ_0 beschrieben wird, hat einen Leistungsdichteverlust zur Folge, welcher im sogenannten Fernfeld (Fraunhofer-Region) mit dem einer Kugelwelle abgeschätzt werden kann. Θ_0 entspricht dabei üblicherweise dem Winkel, bei dem die Leistung auf die Hälfte (3dB) abgefallen ist (siehe Abbildung 2.2).

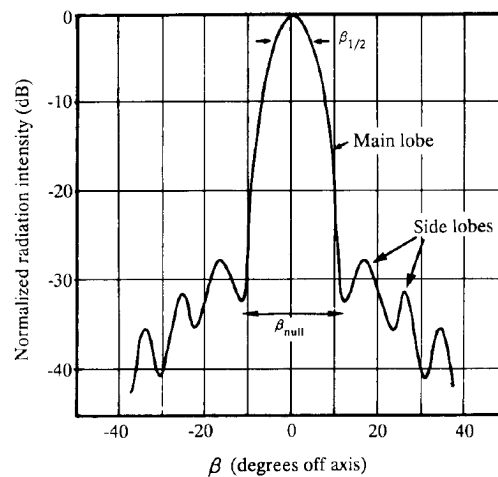


Abbildung 2.2.: Schematischer Schnitt der Abstrahlung der Radarantenne in Abhängigkeit des Winkels β zur Strahlachse. $\beta_{1/2}$ stellt die Halbwertsbreite der Hauptkeule (main lobe) dar, die im Text mit Θ_0 bezeichnet wird (Sauvageot, 1992).

Eine weitere messtechnische Größe wird durch den Antennengewinn beschrieben. Diese widmet sich der höheren Leistungsdichte des gerichteten Strahls eines

Radars im Vergleich zur ungerichteten, isotropen Strahlung und ist somit ein Maß für die Bündelung des Strahls. Während sich zum Beispiel bei einer Kugelwelle eines ungerichteten Senders (ohne Antenne) die Leistungsdichte S_u entsprechend $S_u(r) = \frac{P_T}{4\pi r^2}$ verhält, erhöht sich diese bei dem gerichteten Strahl (mit Antenne) eines Radars um den Faktor G . Dieser ist vom effektivem Antennendurchmesser, der Strahlbreite und der Wellenlänge des jeweiligen Radars abhängig und wird als Antennengewinn G deklariert.

2.1.2. Radargleichung für Punktziele

Trifft der gerichtete Sendeimpuls des Radars auf ein Punktziel der Fläche $A_{\sigma_{rs}} \ll \Theta_0$, so wird bei diesem, auf Grund der empfangenen Leistung von $S_u G A_{\sigma_{rs}}$ eine Schwingung induziert, was zu einer isotropen Streuung der elektromagnetischen Welle am Target führt. Dabei wird ein Teil von P_T , die sogenannte rückgestreute Leistung P_R , von der Fläche des Radarempfängers $A_e = G\lambda^2/4\pi$ detektiert. Im Folgenden wird $A_{\sigma_{rs}}$ durch den Rückstreuquerschnitt σ_{rs} ausgedrückt, was schließlich zu der Radargleichung führt, wie sie zum Beispiel in Rinehart (1994) beschrieben ist:

$$P_R(r) = \frac{\overbrace{P_T}^{S_u}}{4\pi r^2} G A_{\sigma_{rs}} \times \frac{\overbrace{A_e}^{G\lambda^2/4\pi}}{4\pi r^2} = \frac{P_T G^2 \lambda^2 \sigma_{rs}}{64\pi^3 r^4} \quad (2.1)$$

Dabei beschreibt der erste Faktor im ausführlichen Teil von Gleichung 2.1 die Leistung der gerichteten elektromagnetischen Welle, die auf das Zielobjekt trifft, wohingegen sich der zweite Faktor auf die isotrope Rückstreuung und die Detektion bezieht.

2.1.3. Radargleichung für Volumenziele

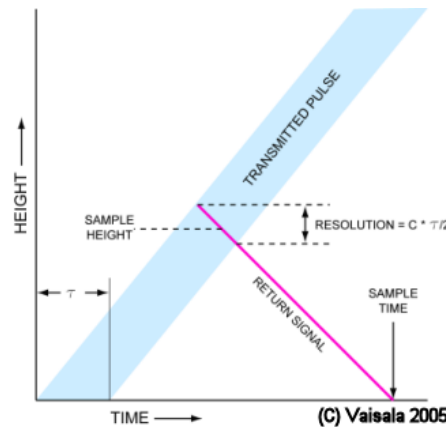


Abbildung 2.3.: Die zeitabhängige Transmission des Radarstrahls in die Atmosphäre. Die y-Achse beschreibt dabei die Höhe bei einer bestimmten Zeit (x-Achse) nach dem Sendeimpuls (Savageot, 1992).

Diese Arbeit widmet sich jedoch Gebieten, die durch eine Verteilung bestimmter Hydrometeore charakterisiert sind. Es handelt sich demnach nicht mehr um einzelne Objekte, sondern um ein Ensemble von Niederschlagsteilchen, welche das gesamte Messvolumen V ausfüllen können. Dabei ergibt sich V aus der Länge $h = c\tau$ des ausgesandten Pulses und dem Öffnungswinkel der Antenne Θ_0 , wobei c die Lichtgeschwindigkeit und τ die Pulsdauer beschreibt. Empfangen werden alle Signale, die zur gleichen Zeit t_m vom Empfänger detektiert werden. Wie man in Abbildung 2.3 erkennt, ist es dem vordere Ende des Pulses möglich nur $h/2$ weiter zu propagieren, als das hintere Ende. Somit ist die Tiefe des Messvolumens $h/2$ und V kann berechnet werden mit:

$$V = \pi \frac{r^2 \Theta_0^2 h}{8} \quad (2.2)$$

Aufgrund der in Kapitel 2.1.1 bereits erwähnten gaußförmigen Abstrahlcharakteristik des Senders, ist im Messvolumen V nur noch $1/(2 \ln(2)) \approx 72\%$ der Sendeleistung P_T enthalten. Probert-Jones (1962) bemerkte als Erster dieses Verhalten und entwickelte zusammen mit der Annahme, dass sich die Rückstreuquerschnitte $(\sigma_{rs})_i$ der Niederschlagsteilchen im Messvolumen addieren, die Radargleichung für Volumenziele:

$$P_R = \frac{P_T G^2 \lambda^2 \Theta_0^2 h}{1024 \ln(2) \pi^2 r^2} \sum_{Vol} (\sigma_{rs})_i \quad (2.3)$$

Stellt man Gleichung 2.3 nach $\sum (\sigma_{rs})_i$ um, so erhält man den volumenspezifischen Rückstreuquerschnitt, der als Radarreflektivität η bezeichnet wird. Diese ist jedoch abhängig von der Wellenlänge λ des jeweiligen Radars und somit ungeeignet für meteorologische Messsysteme. Um diese Problematik zu umgehen, vollzieht man unter Einführung eines sogenannten *Reflektivitätsfaktor* z eine Normierung von η nach der Wellenlänge:

$$\eta = \frac{\pi^5 |K|^2}{\lambda^4} z, \quad (2.4)$$

wobei $|K|$ den Betrag des Dielektrizitätsfaktors K (Gleichung 2.5) beschreibt, welcher den komplexen Brechungsindex $m = n + ik$ beinhaltet, der wiederum stark von Temperatur, Wellenlänge, Aggregatzustand und nach Doviak & Zrnić (1993) auch von der Form des Partikels abhängt. In der derzeitigen Radarmeteorologie wird jedoch angenommen, dass die Abweichungen im verwendeten Wellenlängenbereich zu vernachlässigen sind, der Aggregatzustand Wasser zwischen 0°C und 20°C in der Messung überwiegt und auch die detektierten Objekte als kugelförmig anzusehen sind. (Rinehart, 1994).

$$K = \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \quad (2.5)$$

Setzt man Gleichung 2.4 in Gleichung 2.3 unter Verwendung der Identität $\eta \equiv \sum_{Vol} (\sigma_{rs})_i$ ein, so wird eine Gleichung erhalten, welche nur noch aus den radartechnischen Größen (P_T , G , Θ_0 , h), der Entfernung zum Messvolumen r , der zurückgestrahlten gemessenen Leistung P_R , dem Dielektrizitätsfaktor K und

dem Reflektivitätsfaktor z besteht. Da r durch das Produkt aus Ausbreitungsgeschwindigkeit und Zeit ausgedrückt werden kann, verbleibt nur noch die Unbekannte K zur Berechnung des Reflektivitätsfaktors z (siehe Gleichung 2.6). Trotz der oben erwähnten vielen Abhängigkeiten, nimmt $|K|^2$ für Wasser einen sehr konstanten Wert von 0,93 an, welcher für gewöhnlich in der Radarmeteorologie angenommen wird. Befindet sich der Messbereich in Gebieten mit festen, eisförmigen Hydrometeoren ist es nötig $|K|^2$ auf den eistypischen Wert von etwa 0,197 zu setzen.

$$z = \frac{1024 \ln(2) \lambda^2 r^2 P_R}{G^2 \Theta_0^2 h \pi^3 |K|^2 P_T} \quad \left[\frac{\text{mm}^6}{\text{m}^3} \right] \quad (2.6)$$

Wegen des großen Wertebereichs von z zwischen 10^{-2} bei Wolken und 10^7 bei Gewittern, entschied man sich auch in der Radarmeteorologie, die von A.G. Bell eingeführte logarithmische Darstellung eines Verhältnisses zu verwenden, und rechnet den Reflektivitätsfaktor in

$$Z = 10 \lg\left(\frac{z}{\text{mm}^6 \text{m}^{-3}}\right) \quad [\text{dBZ}] \quad (2.7)$$

um.

$$Z = 10 \lg\left(\int_0^\infty N(D) D^6 dD\right) \quad [\text{dBZ}] \quad (2.8)$$

Gleichung 2.8 beschreibt dabei das *sechste Moment* der Tropfengrößenverteilung, welche einen physikalischen Einblick auf die Wirkung von Tropfenanzahl N und -durchmesser D auf Z gewährt. Diese Methode dient jedoch nur zu theoretischen Berechnungen, da die Tropfengröße im Volumen nicht bekannt ist und auch die Tropfengrößenverteilung $N(D)$ höchstens durch Abschätzung, wie zum Beispiel durch Marshall & Palmer (1948), angenommen werden kann. Desweiteren verwendet Gleichung 2.8 die Approximation nach Rayleigh (1870), welche, wegen der zur Wellenlänge kleinen Durchmesser der runden Partikel, eine sehr gute Näherung in der Radarmeteorologie darstellt, jedoch vorallem bei kurzen Radarwellenlängen und bei unförmigen Hydrometeoren nicht mehr angenommen werden kann.

Die Momentenmethode, wie sie in Gleichung 2.8 für den Reflektivitätsfaktor ausgeführt wurde, bietet jedoch einen guten Überblick über die Abhängigkeit meteorologischer Parameter wie den Flüssigwassergehalt LWC . Diese kann nach Gleichung 2.9 durch das *dritte Moment* der Tropfengrößenverteilung ausgedrückt werden, korreliert demnach in einer bestimmten Art und Weise mit Z . Deswegen ist es legitim, empirische Formeln, sogenannte Z - LWC , ein gewisses Vertrauen zu schenken.

$$LWC = \rho_w \frac{\pi}{6} \int_0^\infty N(D) D^3 dD \quad [\text{g/m}^3] \quad (2.9)$$

In der Praxis wird der Reflektivitätsfaktor z jedoch nicht direkt über P_R ermittelt, sondern muss über das sogenannte *Signal-Rausch-Verhältnis* SNR berechnet werden. Dieses wird durch den Quotient von empfangener Leistung P_R zur systemabhängigen thermischen Rauschleistung P_N (Gleichung 2.11) beschrieben:

$$SNR = \frac{P_R}{P_N} \quad [dB] \quad (2.10)$$

$$P_N = k_B T_0 F_R B_R, \quad (2.11)$$

wobei $k_B = 1,38 \times 10^{-23} J/K$ die Boltzmannkonstante, T_0 die Referenztemperatur, F_R die Rauschzahl und B_R die Bandbreite des Empfängers darstellen. T_0, F_R, B_R variiert dabei sehr stark unter den Radargeräten, weswegen das SNR bisher eher eine technische als meteorologische Größe darstellt, jedoch zur Ermittlung von P_R und somit von z notwendig ist.

2.1.4. Fehlerquellen bei der Interpretation von Z

Betrachtet man nun ein Messvolumen, das von zwei Radargeräten unterschiedlicher Wellenlänge bestrahlt wird, so wären nach Kapitel 2.1.3 beide gemessene Radarreflektivitäten gleich groß. In der Praxis spielen jedoch noch weitere Faktoren eine Rolle:

- Kalibrierung
- Radom
- Clutter
- Second-Trip-Echos
- Partial-Beam-Shielding
- Auflösung
- Dämpfungseffekte
- Änderung der Rückstreuung aufgrund von Resonanzeffekten der Miestreuung

Wie bei jedem anderen Instrument, so kommt es auch beim Radar zu falschen Messwerten bei einer unkorrekten **Kalibrierung**.

Ein **Radom** stellt ein Schutz des Radars gegen Wind und Wetter dar. Ist dieses jedoch verschmutzt oder mit Wasser/Eis benetzt, folgt eine Dämpfung des Radarstrahls und somit eine Unterschätzung des Reflektivitätsfaktors.

Sind Flugzeuge oder andere Objekte (**Clutter**) das Messvolumen, so verfälschen sie die Reflektivität der interessierenden Hydrometeore.

Desweiteren kann das zuvor ausgesendeten Signals von einem entfernten Gewitter reflektiert werden und als Echo des aktuellen Signals gedeutet werden (**Second-Trip-Echos**).

Hindernisse wie zum Beispiel Berge können den Radarstrahl teilweise abschaten, so dass dahinter weniger Energie zurückreflektiert werden kann, was zu einer Unterschätzung der mittleren Reflektivität im Pulsvolumen führt (**Partial-Beam-Shielding**).

Wie man aus Gleichung 2.2 erkennt, vergrößert sich das Messvolumen mit r^2 . Das heißt mit zunehmender Entfernung verringert sich die **Auflösung**, was zu einer 'Verschmierung' der Niederschlagsechos führt. Dies wiederum zieht, abhängig von der räumlichen Niederschlagsverteilung im Pulsvolumen und der Strahlgewichtsfunktion, einen Fehler in der mittleren Reflektivität nach sich. Misst man jedoch vor der sogenannten *Fraunhofer-Region*, das heißt bei einer Entfernung kleiner als $2d_A^2/\lambda$ (d_A = Antennendurchmesser), fallen die durch Interferenz- und Beugungserscheinungen am Rand der Antenne entstandenen Nebenkeulen sehr stark ins Gewicht.

Wie bei der solaren Strahlung, so entstehen auch bei den Radarstrahlen **Dämpfungseffekte** aufgrund von Extinktion an atmosphärischen Gasen und Partikeln wie zum Beispiel Hydrometeoren. Diese Effekte wirken dämpfend auf das Radarsignal, wie auch auf das Echo aus und müssen deswegen doppelt einkalkuliert werden. Mehr dazu wird in Kapitel 5.1 erläutert.

Das Verhalten von σ_{rs} und somit von Z hängt stark von der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen der Strahlung und dem Medium ab. So entsteht zum Beispiel bei einem bestimmten Verhältnis von Radarwellenlänge und Partikelgröße eine Resonanz am Objekt, welche als **Miestreuung** bezeichnet wird. Betrachten nun zwei Radargeräte unterschiedlicher Wellenlänge das selbe Objekt, so ist es möglich, dass sich das eine Band bereits im Bereich der Miestreuung befindet und deswegen einen geringeren Reflektivitätsfaktor aufweist als das andere. Für eine genauere Darstellung sei auf Kapitel 5.2 verwiesen.

2.2. Polarimetrische, kohärente Radarmeteorologie

Wie in Kapitel 2.1.3 bereits erwähnt ist es nun möglich, anhand des Reflektivitätsfaktors Z die Quantität ($N(D)$) und die Größe (D) der Hydrometeore im Messvolumen V abzuschätzen. Jedoch ergibt sich Z nur aus der Kombination dieser beiden Werte (siehe Gleichung 2.8), weswegen zur Bestimmung von zum Beispiel der Quantität durch Z , die Tropfengrößenverteilung D im Messvolumen V bekannt sein muss, da es sich hier noch um ein unterbestimmtes Gleichungssystem handelt (eine Gleichung, zwei Unbekannte). Es wird demnach eine weitere Gleichung benötigt, welche Aufschluss über eine der zwei Unbekannten gibt. Hierzu wird sich mit den Rückstreuungseigenschaften von polarisierten elektromagnetischen Wellen von Hydrometeoren (siehe Kapitel 2.2.1), sowie dessen phasenverschiebende Effekte (siehe Kapitel 2.2.2) beholfen.

2.2.1. Differentielle Reflektivität Z_{DR} und Lineares Depolarisationsverhältnis LDR

Wie auch bei den in dieser Arbeit verwendeten Radaren, ist es dank einer Erweiterung möglich, Polarisationen getrennt zu betrachten. Diese lassen sich allgemein als eine zeitlich veränderliche Kombination zweier senkrecht aufeinander stehender Vektoren (x, y) darstellen, wobei die in Abbildung 2.4 (unten) verwen-

deten z -Achse die Ausbreitungsachse beschreibt. Zu jeder Polarisation gibt es eine orthogonale Komponente (gepunktete Linie in Abbildung 2.4 b), welche bei linearer Polarisation die um 90° gedrehte ist und sich bei elliptischen, wie auch bei zirkularen Polarisationen die Drehrichtung ändert.

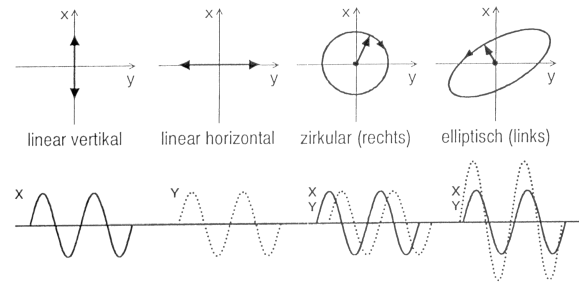


Abbildung 2.4.: **oben:** Polarisationsvektoren für verschiedene Arten der Polarisation.
unten: Ausbreitung der polarisierten Wellen und deren orthogonaler Gegenstücke. (Hagen, 2010)

Normalerweise benutzen Wetterradare, wie auch jene, welche in dieser Arbeit analysiert werden, eine horizontale (H) und eine vertikale (V) Polarisation. Sendet ein Radar eine horizontale elektromagnetische Welle aus und empfängt auf dem sogenannten kreuzpolarisierten (vertikalen) Kanal ein von der Atmosphäre rückgestreutes Signal, so erhält man nach Einsetzen von Gleichung 2.6 den Reflektivitätsfaktor mit horizontalem Aussenden und vertikalem Empfangen, Z_{VH} . Weitere in der Polarimetrie verwendete Reflektivitätsfaktoren sind Z_{HV} , Z_{HH} und Z_{VV} , die nach der oben beschriebenen Nomenklatur ihre jeweilige Send- und Empfangscharakteristik erhalten. Natürlich können auch diese Reflektivitäten den atmosphärischen und radartechnischen Problemen, welche in Kapitel 2.1.4 aufgezeigt wurden, unterliegen.

Aufgrund der separaten Betrachtung der vertikalen und horizontalen Komponente des Radarstrahls hat das polarimetrische Radar einen entscheidenden Vorteil gegenüber dem Allgemeinen. Es kann Aufschluss über Größe, Form, Aggregatzustand und Fallverhalten der jeweiligen Hydrometeore im Messvolumen geben. Hierfür wurden spezifische Variablen eingeführt, die jede für sich andere Charakteristika der Hydrometeore entschlüsseln. In dieser Arbeit finden lediglich ZDR und LDR Verwendung, weswegen auf die Beschreibung der anderen polarimetrischen Radargrößen verzichtet wird. Eine ausführliche Darstellung dieser ist jedoch im Lehrbuch von Meischner (2003) und den Veröffentlichung von Straka et al. (2000) zu finden. Dabei wird hier vor allem auf die meteorologischen Aspekte der polarimetrischen Variablen eingegangen. Wünscht man eine analytischere Diskussion dieser, sei auf (Zrnić, 1991) oder (Doviak & Zrnić, 1993) verwiesen.

Die differenzielle Reflektivität Z_{DR} beschreibt das Verhältnis zwischen horizontaler und vertikaler Reflektivität (siehe Gleichung 2.12) und gibt damit das Höhen-Breiten-Verhältnis der Partikel an. Diese Variable spiegelt somit im Gegensatz zum Reflektivitätsfaktor nicht die radarspezifische Größe des Partikels, sondern dessen Form wieder.

$$Z_{DR} = Z_{HH} - Z_{VV} = 10 \times \lg\left(\frac{z_{HH}}{z_{VV}}\right) \quad (2.12)$$

Wegen der Verformung der Tropfen im Fall (siehe Kapitel 3) ist es anhand von Z_{DR} möglich, die Größe des fallenden Regentropfen abzuschätzen. Um diese Korrelation anwenden zu können, sollte man sich jedoch versichern, ob es sich bei den gemessenen Hydrometeoren wirklich um flüssige Regentropfen handelt. Da diese ein anderes Fallverhalten als Eiskristalle aufweisen (siehe Kapitel 3), kann eine Unterscheidung mit dem sogenannten linearen Depolarisationsverhältnis LDR getroffen werden:

$$LDR = Z_{VH} - Z_{HH} = 10 \times \lg\left(\frac{z_{VH}}{z_{HH}}\right), \quad (2.13)$$

wobei Z_{VH} das *kreuzpolare* Signal für eine vertikal polarisierte Transmission ist. Diese Größe sagt damit aus, wie Partikel fallen, oder genauer, welchen Winkel α die Achse des Partikels und die Strahlachse aufspannen (siehe Abbildung 2.5). Ist zum Beispiel α bei einem symmetrischen Objekt 0° oder 90° , so wird kein kreuzpolares Signal erzeugt, was zu einem theoretischen $LDR \rightarrow -\infty$ führt. In der Praxis wird dieses unmöglich zu detektierende Signal, je nach Systemgenauigkeit, zwischen $-20dBZ$ und $-40dBZ$ festgelegt. Liegt im Gegensatz dazu ein Winkel $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ vor, so kommt es unweigerlich zu einem kreuzpolaren Signal, das in der Praxis kleiner ist als das kopolare. Normalerweise entstehen demnach Werte zwischen $-30dBZ$ und $-10dBZ$.

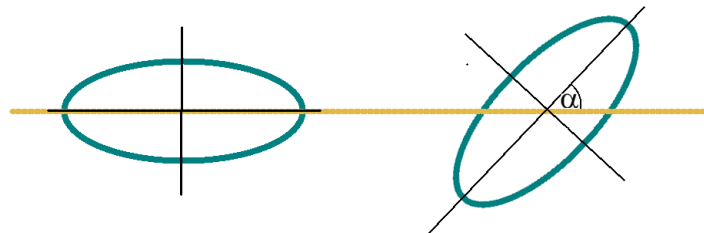


Abbildung 2.5.: Skizze zur Auswirkung der Ausrichtung eines nicht sphärischen Partikels auf das LDR . **a)** zur Strahlachse (gelb) parallel beziehungsweise senkrecht verlaufende Achse (schwarz) des Partikels (türkis); **b)** Um den Winkel α von a) gedrehte Ausrichtung des Partikels.

Wie man erkennen kann, spielt jedoch die Genauigkeit des sehr kleinen kreuzpolaren Signals eine entscheidende Rolle in der Berechnung des LDR . Genau aber dieses macht auf Grund noch vorhandener Schwächen in der Kalibrierung der exakt horizontalen beziehungsweise vertikalen Welle noch Probleme, was zu unkorrekten Werten und folglich zu Missklassifikationen von Hydrometeoren (siehe Kapitel 4.2) führen kann. Zur Beseitigung dieser Problematik wird bei der Datenanalyse in Kapitel 6 eine Korrekturfunktion verwendet.

2.2.2. Dopplergeschwindigkeit und spektrale Breite

Ein dopplergestütztes oder kohärentes Wetterradar ist in der Lage neben der Reflektivität ebenso die Phasen der ausgesandten elektromagnetischen Welle zu steuern und das Signal phasenspezifisch zu messen. Registriert ein Dopplerradar eine Phasenverschiebung, so wird diese mit der relativen Bewegung zum oder vom Radar weg interpretiert. Physikalisch verwendet das Radar dabei den Dopplereffekt, der vorerst durch Gleichung 2.14 charakterisiert ist.

$$\nu = \nu_0 \times \left(1 + \frac{v_D}{c}\right) \quad \text{oder} \quad \Delta\nu = \frac{\nu_0 v_D}{c}, \quad (2.14)$$

wobei ν die gemessene Frequenz bei der Radialgeschwindigkeit v_D zum ($v_D > 0$) oder von der Quelle weg ($v_D < 0$) beschreibt. ν_0 ist dabei die emittierte Frequenz und c die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Signals im gemessenen Medium. Setzt man jedoch radartypische Größen ($\nu_0 = 5\text{kHz}$, $v = 10\text{m/s}$, $c = 3 \times 10^8\text{m/s}$) ein, dann erhält man eine messtechnisch unmögliche Frequenzdifferenz $\Delta\nu$ von $1,6 \times 10^{-4}\text{Hz}$. Um die besser messbare radarspezifische Phasenverschiebung $\Delta\phi$ zu erhalten, muss 2.14 verändert werden:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{d(\Delta\phi)}{dt} = \frac{1}{\lambda} v_D \quad (2.15)$$

$$v_D = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d(\Delta\phi)}{dt}, \quad (2.16)$$

wobei $\lambda_0 = c/\nu_0$, als die vom Radar emittierte Wellenlänge definiert ist.

Somit erhält man aus zwei Messungen eines zeitlichen Abstandes, der gleich der vom System vorgegebenen inversen *Pulsfolgefrequenz* PRF ist, die sogenannte *Dopplergeschwindigkeit* eines Zielobjekts. In der Radarmeteorologie entsteht nun wieder das Problem, dass man ein Ensemble von Objekten in einem Volumen misst, welche im Normalfall unterschiedliche Radialgeschwindigkeiten aufweisen. Die in dieser Arbeit verwendete Dopplergeschwindigkeit bezieht sich also auf das Mittel eines *Dopplergeschwindigkeitsspektrums*, egal ob diese durch das oben beschriebene *Pulse-pair-Processing* oder durch sogenannte *Fast Fourier Transformation* ermittelt wurde. Die spektrale Breite σ_D wird als die Wurzel von der Varianz der gemittelten Dopplergeschwindigkeit definiert (Gleichung 2.17) und ist ein Maß für Turbulenz und Scherung im Volumen,

$$\sigma_D = \sqrt{\frac{\sum (v_D(i) - v_D(ave))^2}{N - 1}} \quad (2.17)$$

wobei $v_D(i)$ die Radialgeschwindigkeit eines einzelnen Objekts im Volumen aus N Objekten mit der mittleren Geschwindigkeit $v_D(ave)$, welche als im Folgenden als Dopplergeschwindigkeit v_D nomenklatiert ist, darstellt.

3. Hydrometeore

Das Ziel dieser Arbeit besteht in der korrekten Quantifizierung von Niederschlags-
teilchen, den sogenannten Hydrometeoren, welche jedoch je nachdem welcher
Klasse sie angehören mehr oder weniger von dem in Kapitel 2 beschriebenen ra-
darspezifischen Verhalten für kugelförmige Teilchen abweichen. Das heißt wieder-
um dass die in dieser Arbeit beschriebenen Effekte zusätzlich von der Tropfengrö-
ßenverteilung $N(D)$ noch von der Art der Hydrometeore abhängt. Mit Hilfe der
in Kapitel 4 beschriebenen Hydrometeorklassifizierungen ist es möglich die in die-
sem Kapitel aufgezeigten Hydrometeore im Messvolumen zu erkennen und in der
Datenanalyse in Kapitel 6 zu beachten. Um jedoch das in Kapitel 4 beschriebene
unterschiedliche Verhalten der Reflektivitäten bei verschiedenen Hydrometeorty-
pen erklären zu können, ist es notwendig die mikrophysikalischen Eigenschaften
dieser festzustellen. Der Vollständigkeit wegen wird zusätzlich zu den auf die
Radarmessgrößen wirkenden Tropfeneigenschaften Fallgeschwindigkeit w_F , Form
und Größe auch auf die Bildung und das Wachstum der einzelnen Hydrometeore
eingegangen, welche ebenso in den Radarreflektivitäten erkannt werden können.
Einen sehr guten Überblick über die Bildungsprozesse in einer Wolke ist vorweg
in Abbildung 3.1 gegeben, welche im Folgenden verständlich werden sollte.

Der Begriff Hydrometeor besteht aus den altgriechischen Wörtern *hydro*, Was-
ser, und *metéoros*, was wörtlich übersetzt für in der Luft schwebendes Wasser
steht. In der Meteorologie werden alle Teilchen, die hauptsächlich aus Wasser
bestehen und sich in der Atmosphäre befinden, demnach alle Wolken- und Nie-
derschlagsteilchen, als Hydrometeore beschrieben. Dabei kann man diese in zwei
Klassen aufteilen, die sich auf den Aggregatzustand des Partikels beziehen:

- Flüssig: Diese Klasse unterteilt sich je Entstehungsmechanismus und Grö-
ße in die weiteren Unterklassen Wolken- oder Nebeltröpfchen, Niesel- und
Regentropfen.
- Vereist: Bei den Eisteilchen kategorisiert man nach Entstehungsmechanis-
mus, Größe und vor allem Dichte in Eiskristalle, Schneeflocken, Graupel
und Hagel

Obwohl Wolkentröpfchen nur sehr schwer von den in dieser Arbeit operierenden
Radargeräten erfasst werden können, wird des Verständnisses wegen trotzdem auf
diese eingegangen, jedoch werden sie als eine eigene Gruppe betrachtet.

3.1. Wolkentröpfchen

Die Partikel einer Wolke werden durch die sogenannte Nukleation gebildet, bei
dem die Wassermoleküle eines zuvor definierten Luftpakets sich ansammeln, um

PRECIPITATION MECHANISMS

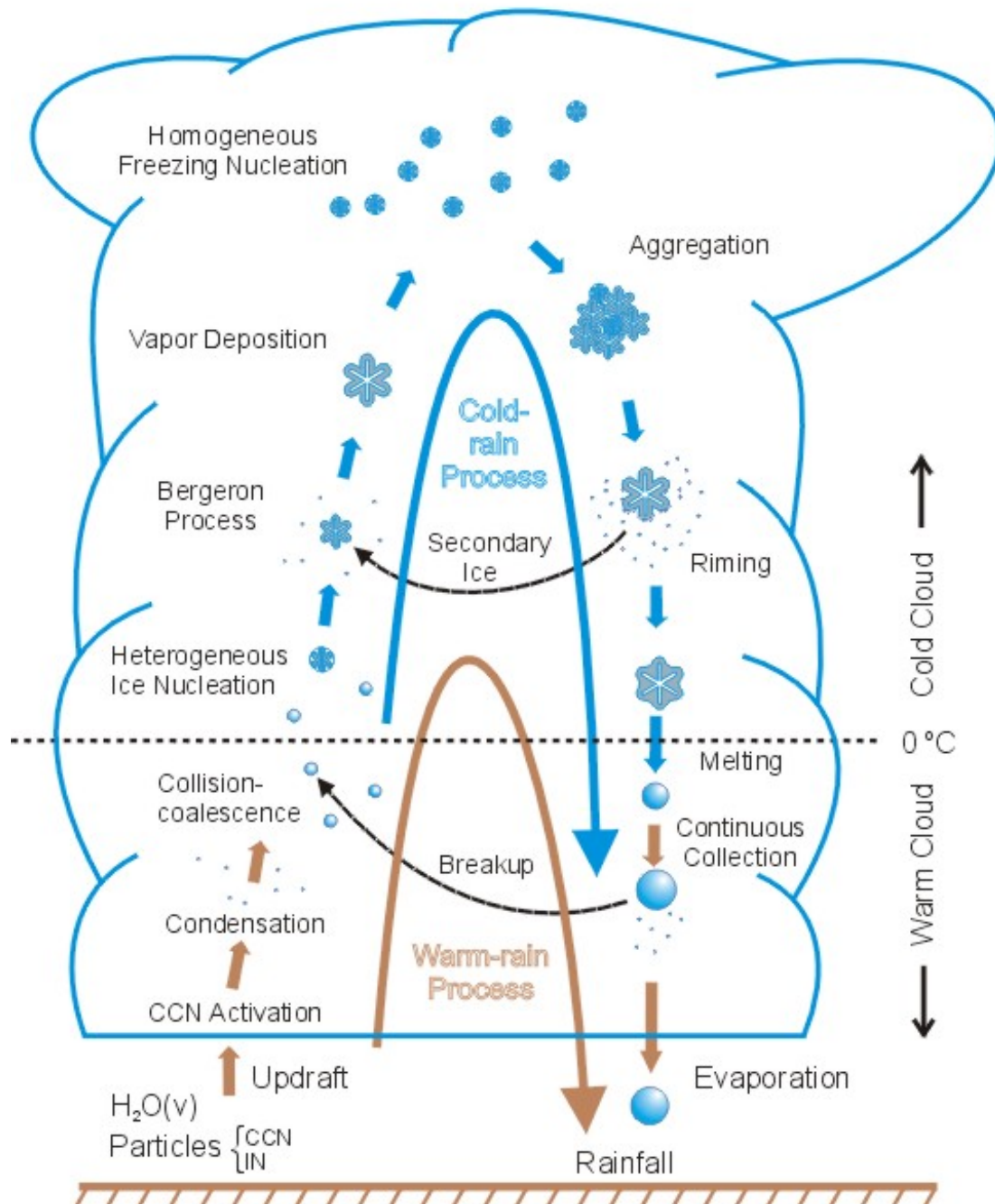


Abbildung 3.1.: Zusammenfassung von Entstehungs- und Wachstumsprozessen von Hydrometeoren in einer Wolke (Goler, 2008)

ein Tröpfchen zu formen. Dabei unterscheidet man zwei Arten. Die *homogene*- und die *heterogene Nukleation*.

Die homogene Nukleation beinhaltet die Formation eines Tropfens ausschließlich aus Wassermolekülen. Dabei sind vor allem zwei Größen von Bedeutung. Der sogenannte *kritische Radius* R_c und die relative Feuchte, welche das Verhältnis von Dampfdruck zu Sättigungsdampfdruck beschreibt ($RH = e/e_s * 100\%$). Wie es in der *Kelvinformel* (Gleichung 3.1) ersichtlich ist, stehen diese beiden Größen in direkter Abhängigkeit zueinander, wobei σ_{vl} die Oberflächenspannung, N_l die Anzahl der Wassermoleküle im Einheitsvolumen und T die Temperatur ist. Zur Herleitung dieser Gleichung benutzte Kelvin die Gesetze der Thermodynamik oder genauer die Änderung der Gibb'schen freien Energie in einem System.

$$R_c = \frac{2\sigma_{vl}}{N_l k_B T \ln(e/e_s)} \quad (3.1)$$

Man spricht dabei von einer Nukleation, wenn der initiale Tröpfchenradius größer oder gleich dem kritischen Radius ist. Dieser ist jedoch nur dann positiv, wenn das Luftpaket eine starke Übersättigung aufweist, das heißt eine relative Feuchte weit über 100% besitzt. Erst ab einer relativen Luftfeuchtigkeit ab 300-400% (Liljequist & Cehak, 1994) erreicht der kritische Radius einen realistischen Wert von ca. 10^{-6} cm , das jedoch die atmosphärischen Eigenschaften komplett überfordert, da dort maximal eine Übersättigung von 1% auftritt. Hierfür verantwortlich ist der sogenannte *Krümmungseffekt* (siehe Abbildung 3.2 a) bei Tropfen. Über gekrümmten Oberflächen ist nämlich zur Sättigung des Dampfes, wegen der bei Krümmung stärker wirkenden Oberflächenspannungskräfte (Adhäsionskräfte) (Warnecke, 1997), ein höherer Sättigungsdampfdruck erforderlich als über einer ebenen Wasserfläche. Dieser Effekt ist um so größer, je stärker die Krümmung, also je kleiner der Tropfen ist. Somit ist es unmöglich, dass es alleine die Wassermoleküle sind, die zu Wassertröpfchen und somit zu den Hydrometeoren in der Atmosphäre führen.

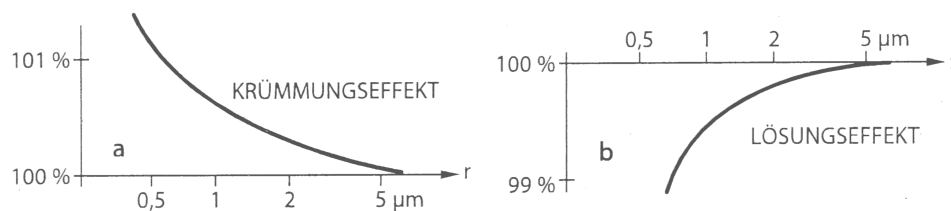


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung der beim Kondensationsvorgang gegeneinander wirkenden Effekte in Abhängigkeit vom Tropfenradius: **a** Erforderliche Übersättigung gegenüber ebener Wasserfläche zur Überwindung des Krümmungseffekts; **b** Erniedrigung des Sättigung gegenüber reinem Wasser durch den Lösungseffekt (Warnecke, 1997)

Für die Tropfenbildung in der Atmosphäre ist noch zusätzlich eine fremde Substanz (das Aerosol) nötig, die die sogenannte heterogene Nukleation einleitet und

somit als *Kondensationskern* fungiert. Lagern sich an diesem die Wassermoleküle an, bildet sich ein Wassertropfchen, dessen Radius dank des Aerosols merklich größer ist als bei der homogenen Nukleation und somit eine geringere Feuchtigkeit benötigt. Zusätzlich dazu bewirkt die sogenannte *hygroskopische* Anziehung durch zum Beispiel die Lösung eines Salzaerosols, dass sich wegen der nun vorliegenden konzentrierten Lösung, der Sättigungsdampfdruck stark verringert. Dabei wird dieser umso mehr heruntergesetzt, desto höher konzentriert die Lösung, demnach desto kleiner der Tropfen ist (siehe Abbildung 3.2 b). Dies wird als *Lösungseffekt* bezeichnet. Krümmungs- und Lösungseffekt zusammen spiegeln sich im bekannten *Köhler-Diagramm* wieder (siehe Abbildung 3.3).

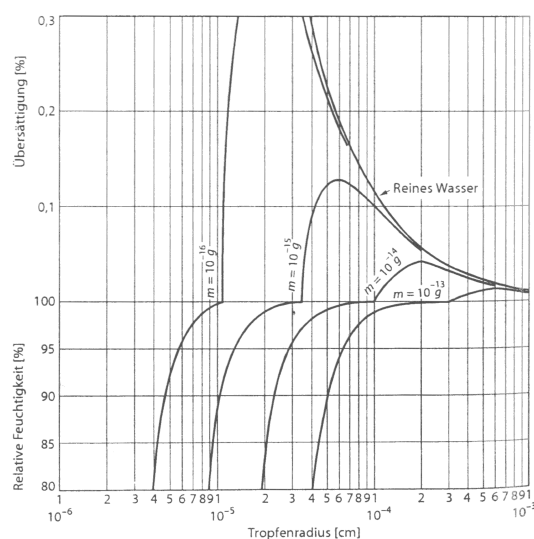


Abbildung 3.3.: Sättigungskurven für Wasserdampf über Lösungstropfen verschiedenen Kochsalzgehalts m in Abhängigkeit von der relativen Feuchte (Sättigungsverhältnis über ebener Oberfläche reinen Wassers) beziehungsweise in Abhängigkeit von der entsprechenden Übersättigung: **Köhler-Diagramm** (Liljequist & Cehak, 1994)

Die Tropfengröße in einer Wolke hängt, außer von der herrschenden Übersättigung und dem Wachsen der Kondensationskerne nach Köhlers Diagramm (Abbildung 3.3) unter anderem von Vertikalbewegung, Turbulenz, Temperatur und Aufenthaltszeit der individuellen Tröpfchen in der Wolke ab. Dabei variieren diese Faktoren im allgemeinen innerhalb einer Wolke von Tropfen zu Tropfen, was durch ein Spektrum oder eine sogenannte Tropfengrößenverteilung visualisiert werden kann. Anhand dieser Spektren ist es möglich verschiedene Wolkenarten zu unterscheiden (siehe Tabelle 3.1). Im Allgemeinen gilt zudem, dass die Spektren kontinentaler Wolken sehr schmal sind, während die Wolken in maritimer Atmosphäre eine große Breite aufweisen (Pruppacher & Klett, 1997). Wie man aus der Tabelle 3.1 ebenfalls entnehmen kann, liegt die Anzahl der Tropfen pro Kubikzentimeter im Mittel für Schönwettercumuli bei 300. Jedoch besitzt diese Größe eine wolkenpezifische Abhängigkeit und variiert selbst noch in der Wolke sehr stark.

Fällt ein Tröpfchen durch die Atmosphäre, so nimmt es nach kurzer Zeit ei-

ne konstante vertikal gerichtete Geschwindigkeit w_F an, die für Tröpfchengrößen $D < 0.5mm$ durch Anwendung der Stokes Gleichung (3.2 nach Pruppacher & Klett (1997)) berechnet werden kann. Wird dieser maximale Radius überschritten, beschränkt die Verformung des Tropfens (siehe Kapitel 3.2) die Genauigkeit der Gleichung. Die Fallgeschwindigkeit w_F von Wolkentröpfchen ist aufgrund ihres geringen Radius von höchstens $25\mu m$ (Vössing, 2001) sehr gut mit Gleichung 3.2 zu kalkulieren:

$$w_D = \frac{2(\rho_w - \rho_L)g0,25D^2}{9\mu} + w = w_F + w \quad [m/s], \quad (3.2)$$

wobei w_D die vom Radar gemessene Dopplergeschwindigkeit, D den Durchmesser des Partikels, μ die dynamische Viskosität, g die Erdbeschleunigung, w die vertikale Windkomponente, ρ_w und ρ_L die Dichte von Wasser und Luft darstellen.

Unter Annahme einer Atmosphäre mit einem Umgebungsdruck und -temperatur von $900hPa$ und $0^\circ C$ erhält Liljequist & Cehak (1994) für Wolkentröpfchen mit $D = 20\mu m - 100\mu m$ Fallgeschwindigkeiten $w_F = 0,013m/s - 0,265m/s$, welche mit der Approximation $w = 0$, der gemessenen Dopplergeschwindigkeit w_D entspricht. In der Praxis sollten diese Werte jedoch mit Bedacht behandelt werden, da bereits die kleinste Turbulenzen in den Auf- beziehungsweise Abwinden in der Wolke die kleinen, leichten Tröpfchen stark beeinflussen und somit große Wirkung auf die gemessene vertikale Komponente der Dopplergeschwindigkeit w_D besitzen.

Tabelle 3.1.: Die Größe und Anzahlkonzentration der Wolkentröpfchen in verschiedenen Wolkentypen. Diese Werte wurden experimentell ermittelt (Mason, 1971)

Wolkenart	Zahl der Tröpfchen im cm^3	Tröpfchenradius, μm			Quelle
		Mittelwert	Häufigster	Kleinster und größter	
Schönwetter-cumulus	300	9	6	3-33	Weickmann, aufm Kampe (1953)
Cumulus congestus	-	-	3,5	1-10	Diem (1948)
	64	24	6	3-83	Weickmann, aufm Kampe (1953)
Cumulo-nimbus	150-600	-	5,5	2-40	Zaitsev (1950)
	72	20	5	2-100	Weickmann, aufm Kampe (1953)
Stratocumulus	350	4	3,5	1-12	Diem (1948)
	500	-	-	3-25	Frith (1951)
Altostratus	450	5	4,5	1-13	Diem (1948)
Nimbostratus	330	6	4	1-20	Diem (1948)
Stratus	260	6	4	1-22	Diem (1948)
	-	-	7	2-40	Neiburger (1949)

3.2. Flüssige Hydrometeore

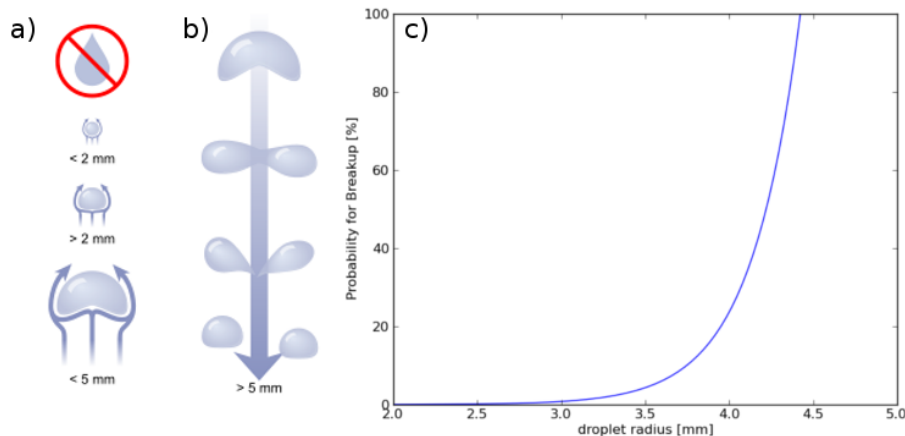


Abbildung 3.4.: Verformung (a)) und Zerplatzen (b)) eines Tropfens aufgrund von Luftwiderstand (www.thefullwiki.org/Rain). Die Kurve in c) stellt die Wahrscheinlichkeit eines Breakups für einen Regentropfen mit bestimmtem Tropfenradius dar. Dabei wurde die Gleichung nach Goler (2008) verwendet.

Regentropfen besitzen im Allgemeinen einen äquivalent Durchmesser $D_0 = 0.5\text{ mm} - 4\text{ mm}$. Wie aus den Arbeiten von Black & Willis (1996), Beard et al. (1986) und Rauber et al. (1991) zu entnehmen ist, wurden ebenfalls ein D_0 bis zu 8 mm beobachtet. Diese Größen stellen jedoch nur Exoten dar, da bei Zunahme der Tropfengröße ebenfalls die Wahrscheinlichkeit eines sogenannten *Break-Ups* steigt, wie Abbildung 3.4 c) darstellt. Dieser entsteht dadurch, dass der Regentropfen, aufgrund der Auftriebskraft und der Turbulenz im und um den Tropfen, seine runde Form verliert (Pruppacher & Klett, 1997) und mit ansteigendem Tropfenradius mehr und mehr die Form einer Niere annimmt, (siehe Abbildung 3.4 a)) dessen Stabilität immer mehr abnimmt. Die Folge ist das Zerplatzen der Regentropfen (3.4 b)) und die Begrenzung einer mittleren maximalen Tropfengröße auf etwa 2 bis 3 mm Durchmesser (Fournier d'Albe & Hidayetulla, 1955; Low & List, 1982; Kamra et al., 1991).

Dieser Tropfendurchmesser kann generell auf zwei Arten erreicht werden:

- Man spricht von warmen Regen, wenn der Wachstumsprozess unter der 0°C Grenze stattfindet. Das heißt, es bieten sich für das Wolkentröpfchen mit etwa $10\mu\text{m}$ bis $50\mu\text{m}$ Radius zwei Möglichkeiten, auf die Größe eines Regentropfen zu wachsen. Zum einen geschieht dies durch Kondensation von Wassermolekülen, wie es bereits beim Wachstum der Wolkentröpfchen der Fall war (siehe Kapitel 3.1). Dieses Wachstum kann jedoch vernachlässigt werden, da es ab einer Größe von ausgewachsenen Wolkentröpfchen nur noch sehr langsam von statten geht (Goler, 2008). Die zweite Wachstumsmöglichkeit, die sogenannte *Koaleszenz*, hat eine rapidere Wirkung auf die

Tropfengröße. Diese Theorie geht davon aus, dass Wolkentröpfchen bei Kollisionen zusammenwachsen können. Besteht erstmal ein größeres Ensemble aus Wolkentröpfchen, so besitzt dieses eine genügend große Trägheit nicht mehr völlig von der Luftströmung abhängig zu sein und sammelt auf seinem Pfad, der nun immer mehr von der Gewichtskraft abhängt, Wolkentröpfchen und Ensembles von diesen ein.

- Bei sogenanntem kalten Regen handelt es sich um Eiskristalle, Graupel- oder Hagelkörner, die durch Prozesse oberhalb der 0°C Grenze (siehe Kapitel 3.3) eine ausreichende Mächtigkeit erlangen und dadurch in untere Wolken-schichten gelangen. Durchqueren sie dabei die Schmelzschicht, wechselt der Hydrometeor den Aggregatzustand von fest zu flüssig. Diese Zwischenform wird als 'spongy' Hagel oder als 'soaked' Graupel (Dölling, 1997) bezeichnet und wird genauer in Kapitel 3.3 erläutert. Für Regen ist es entscheidend, dass sich die von oben herabfallenden festen Hydrometeore komplett verflüssigen und nach eventuellen weiteren Koaleszenz-Prozessen schließlich eine solche Mächtigkeit besitzen, um die nach oben tragenden Kräfte zu überwinden und den Boden als Niederschlag zu erreichen.

In (Höller et al., 1994) werden kleine Regentropfen (Nieselregen) durch einen Radius kleiner als $0,5\text{mm}$ limitiert. Bei dieser Größe sind die Tropfen auf jeden Fall noch als kugelförmig anzunehmen, was die Berechnung der Fallgeschwindigkeit w_F nach Gleichung 3.2 rechtfertigt. Liljequist & Cihak (1994) erhält bei dieser Tropfengrößenverteilung von Niesel eine Fallgeschwindigkeit von bis zu $2,1\text{m/s}$ bei $0,5\text{mm}$ Radius. Der Ausführlichkeit wegen sei erwähnt, dass Nieselregen meist durch Koaleszenz, dadurch in Stratuswolken ohne Eisphase entsteht und deswegen charakteristisch ist für feuchte Warmluftmassen, welche über eine kalte Unterlage strömen. Dadurch herrscht eine genügend große relative Feuchte am Boden, dass diese kleinen Regentropfen nicht verdunsten, was der Fall bei Niederschlag dieser Größe aus einer gewöhnlichen Regenwolke wäre.

Für die Berechnung der Geschwindigkeit von normalgroßen bis großen Regentropfen ist es nicht möglich von der Stokeschen Formel (siehe Gleichung 3.2) Gebrauch zu machen, da diese nur für laminare Strömung gilt. Im Größenbereich zwischen $0,25\text{mm}$ bis etwa 2mm Radius ist der turbulente Beitrag der Strömung um den Tropfen jedoch nicht mehr zu vernachlässigen, was ebenfalls die sogenannte Reynoldskonstante aussagt, die für Partikel dieser Größe weit über dem Grenzwert von 10 liegt. Für eine genauere Erläuterung für turbulente Strömungen bei Regentropfen wird auf Kapitel 14 im Lehrbuch von Pruppacher & Klett (1997) verwiesen. Für diese Arbeit von größerer Bedeutung ist die Tatsache, dass sich die Fallgeschwindigkeit bei konstanten atmosphärischen Bedingungen, einem bestimmten Tropfengröße annähert (siehe Abbildung 3.5). Diese Größe wird wegen der Verformung des Regentropfens mit dem Äquivalentdurchmesser (D_0) beschrieben, welcher der Durchmesser einer mit dem Regentropfen volumengleichen Kugel beschreibt. Liljequist & Cihak (1994) wie auch Abbildung 3.5 begrenzen die Fallgeschwindigkeit für Regentropfen im oben erwähnten Größenspektrum mit etwa $4,0\text{m/s}$ bei $D_0 = 1\text{mm}$ und mit $8,8\text{m/s}$ bei $D_0 = 4\text{mm}$. Zur Durchführung

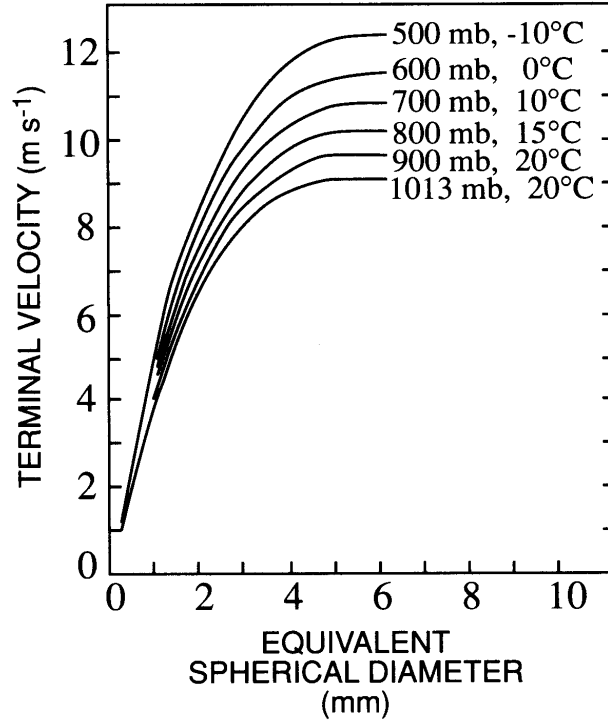


Abbildung 3.5.: Fallgeschwindigkeit von Regentropfen $> 500\mu m$ bei verschiedenen atmosphärischen Bedingungen (Goler, 2008)

von Kapitel 5.3 wird eine Gleichung für die Dopplergeschwindigkeit in verschiedenen Höhen benötigt, die das oben beschriebene $D_0 - w_F$ -Verhalten wiedergibt. Wie Atlas et al. (1973) postulierten, ist es nicht möglich die Fallgeschwindigkeit durch eine Potenzfunktion der Form $w_F = aD_0^b$ zu beschreiben, da diese einen immerwährenden Anstieg mit zunehmendem Tropfenradius zur Folge hätte. Wie Abbildung 3.5 zeigt, nähert sich die w_F bei einem Äquivalentdurchmesser von etwa $D_0 = 6mm$ einem asymptotischen Wert an. Somit entschieden sich Atlas et al. (1973) unter Verwendung der Daten von Gunn & Kinzer (1949) für eine exponentielle Funktion der Form

$$w_F = -(\alpha_1 - \alpha_2 \exp(-0,6D_0)) \quad [m/s] \quad (3.3)$$

mit $\alpha_1 = 9,65[m/s]$ und $\alpha_2 = 10,3[1/s]$ und D_0 in $[mm]$. Dieser Ausdruck gibt laut Atlas et al. (1973) mit einer Abweichung von $\pm 2\%$ die Fallgeschwindigkeit von Tropfengrößen im Bereich $0,6mm \leq D_0 \leq 5,8mm$ wieder, welcher für die analysierten und simulierten Tropfengrößen dieser Arbeit auf jeden Fall als ausreichend erscheint. Da in höheren Luftschichten eine geringere Dichte vorherrscht, die sich negativ auf den Luftwiderstand auswirkt und somit höhere Fallgeschwindigkeiten zur Folge hat (siehe Gleichung 3.2 und Abbildung 3.5), bedarf es noch einer dichte- beziehungsweise höhenkorrigierenden Maßnahme $(\rho_0/\rho)^{0,4}$, welche mit Gleichung 3.3 multipliziert wird. Daraus ergibt sich unter Einbeziehung der *barometrischen Höhenformel* (Warnecke, 1997) für die höhenabhängige Fallge-

schwindigkeit eines Tropfens :

$$w_F(h) = -\exp\left(\frac{g}{R_L T} * H\right)^{0,4} \times (\alpha_1 - \alpha_2 \exp(-0,6D_0)) \quad [m/s] \quad (3.4)$$

wobei $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ die Erdbeschleunigung, $R_L = 287 \text{ J/(kgK)}$ die Gaskonstante für Luft, T die Temperatur der jeweiligen Höhe über dem Meeresspiegel H darstellt.

Zur Simulierung der korrekten vertikalen Komponente Dopplergeschwindigkeit w_D müsste man, wie in Gleichung 3.2 bereits erwähnt noch die vertikale Windkomponente w betrachten, welche mit abnehmender Tropfengröße eine zunehmende Auswirkung auf den Tropfen hat. Es werden in dieser Arbeit jedoch nur Hydrometeore in stratiformer Bewölkung betrachtet, das heißt mit geringen Vertikalenwinden, weswegen in Kapitel 5.3 die vertikale Dopplergeschwindigkeit w_D mit $w_D = w_F$ angenähert werden kann.

3.3. Vereiste Hydrometeore

Üblicherweise entstehen Eiskristalle durch Sublimation von Wasserdampf an Eiskernen wie Eis, Silberjodid oder Vulkanasche. Dabei ähnelt der Prozess sehr dem des Wolkentröpfchens. Der Fall einer homogenen Nukleation (ohne Kondensationskerne) für Eis, also dem direkten Übergangs von gasförmig zu fest, ist dabei unter atmosphärischen Bedingungen ebenfalls eher untypisch. Jedoch kann Wasser bekanntlich bis zu einer Temperatur von -40°C im flüssigen Zustand verweilen, solange keine Störung in Form von Eiskernen einwirkt. Tritt dies jedoch ein, so gefriert der Tropfen spontan am Kern, was eine weitere Quelle aber auch Wachstumsmöglichkeit für Eiskristalle bildet. Dabei wird dieses Wachstum als *Riming* bezeichnet, das im Prinzip der gleiche Prozess ist wie die Koaleszenz (siehe Kapitel 3.2). Nur handelt es sich hier um Eisteilchen, welche unterkühlte Tropfen 'einsammeln'. Eine weitere Möglichkeit der Vergrößerung des Eiskristall beschreibt der sogenannte *Bergeron-Findeisen-Prozess*. Dieser basiert auf der Tatsache, dass der Sättigungsdampfdruck e_s über Eis niedriger ist als der über Wasser gleicher Temperatur. Liegt nun in der Luft ein Gemisch aus Tropfen und Eiskristallen vor, beziehungsweise fallen Eiskristalle in eine Wasserwolke hinein, wachsen sehr rasch die Kristalle auf Kosten der Tropfen. Diese bilden dann die Vorstufe zu den übrigen festen Hydrometeorklassen (Schnee, Graupel und Hagel).

Schnee entsteht dabei, wenn eine Aneinanderballung dieser stattfindet, was als *Agglomeration* oder *Aggregation* bezeichnet wird. Es besteht jedoch auch die Möglichkeit, dass mehrere Eiskristalle an einem Kern aufwachsen und somit die Schneeflocke bilden. Die Entwicklung von Eiskristallen und somit auch von Schnee hängt sehr stark von den atmosphärischen Bedingungen (wie Temperatur) und Bestandteilen (Eiskerne) ab (Liljequist & Cehak, 1994). Es ist demnach nicht verwunderlich, dass in der Wolke ein breites Spektrum von Eis- und Schneekristallen vorherrscht. Diese unterscheiden sich wegen ihren unterschiedlichen Formen und Dichten stark im Fallverhalten. Während die meisten Eiskristalle üblicherweise in Richtung ihrer kleineren Achse fallen, kann es bei deren Aggregaten (Schnee)

aufgrund ihres komplexen Aufbaus zu einem komplett anderen aber auch gar keinem speziellem Fallverhalten führen, was als *Taumeln* bezeichnet wird (Straka et al., 2000).

Wie man in Abbildung 3.6 erkennt, ist es kaum möglich eine Beziehung zwischen der Größe des übergreifenden Hydrometeortyps Schnee und der Fallgeschwindigkeit zu finden. Dies ist wegen der oben beschriebenen Vielfalt von Schneeformen jedoch nicht verwunderlich. Nichtsdestotrotz wird für weitere Schritte eine Fallgeschwindigkeit ohne Windeinfluss zwischen $0,5\text{ m/s}$ und $2,5\text{ m/s}$ angenommen, welche in etwa den Werten von Böhm (1989) und Nakaya (1954) entsprechen. Diese Werte können jedoch keine Aussage zur Größenverteilung geben und werden deswegen nur mit äußerster Vorsicht bei der Datenauswertung in Kapitel 6 verwendet.

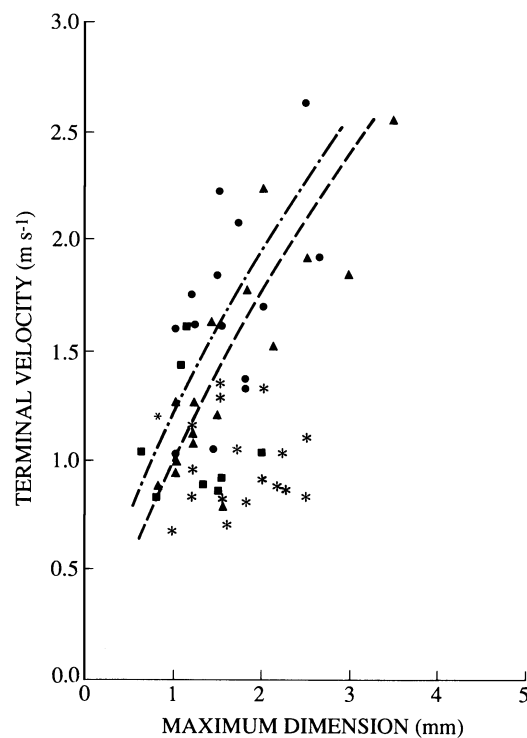


Abbildung 3.6.: Messungen der Fallgeschwindigkeit und der maximale Dimension von Graupel und Schnee. Das Diagramm kombiniert kegelförmigen Graupel (Kreise, Strich-Punkt-Kurve); hexagonalen Graupel (Dreiecke, gestrichelte Kurve); Schnee des hexagonalen Typs (Sterne). (Goler, 2008)

Bildet sich Graupel, so überwiegen vorerst die Wachstumsprozesse, die zu einer immer größer werdenden Eisschicht führen (Riming, Bergeron-Findeisen). Im Gegensatz zu Hagel treffen die entstehenden Graupelkörner auch auf Schneekristalle in der Wolke, welche sich wie bei Abbildung 3.7 durch Agglomeration anheften (Harimaya, 1977; Harimaya et al., 1992). Dadurch verringert sich wegen eventuellem Lufteinschluss die Dichte und Stabilität des Graupels. Wegen des großen Spektrums an Schneekristallen ist es nicht verwunderlich, dass auch die Form und somit auch wieder das Fallverhalten eine Varianz aufweisen, wie es in Tabelle 3.2 zu erkennen ist. Bei Höller et al. (1994) wird dies als trockener Graupel klassifi-

ziert. Bei nassen Graupel werden die Eiskristalle durch eine Schicht von flüssigen Wassers bedeckt, welches in das Graupelkorn 'hineingesaugt' werden könnte.

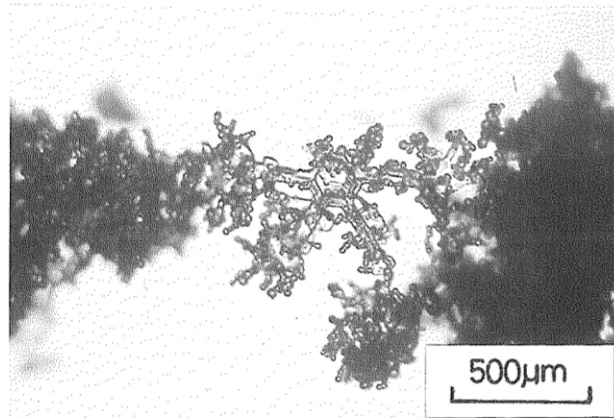


Abbildung 3.7.: Agglomeration eines Schneekristalls (mitte) an Graupelstrukturen (links,rechts). (Harimaya et al., 1992)




















Über die Fallorientierung von Graupel kann man derzeit noch nichts mit großer Sicherheit aussagen (Straka et al., 2000). Es werden in Pruppacher & Klett (1997) und List & Schemenauer (1971) auf Hypothesen verwiesen, bei denen angenommen wird, dass größerer Graupel taumelt, während sich bei den kegelförmigen Subjekten eine bevorzugte Fallorientierung einstellt. Hierzu wird angenommen, dass beim Fall je nach Graupelart die längere Achse in der Vertikalen oder auch in der Horizontalen liegen kann. Dies ist jedoch nur bei kleinen Reynoldszahlen der Fall, da zum Beispiel bei $Re > 200$ das Graupelkorn in Schwingung oder in Taumeln versetzt wird.

Darunter leidet die Berechnung der Fallgeschwindigkeit, welche jedoch wegen der besseren Aerodynamik auf alle Fälle höher sein muss, als bei Schnee und mit zunehmender Größe immer weniger vom Wind beeinflusst wird. Aus Abbildung 3.6 kann man ebenfalls annehmen, dass die Fallgeschwindigkeit, neben der Form auch von der Größe des Graupelkorns abhängt und ohne Windeinfluss bei etwa $1,0\text{m/s} - 3,0\text{m/s}$ liegt.

Wie man in Tabelle 3.2 feststellen kann, variiert die Form von kugel- zu kegel- bis klumpenförmig. Dabei wurde in der Arbeit von Bringi et al. (1984) herausgearbeitet, dass diese Aufbauten expliziten Radien a und Achsenverhältnissen a/b zuzuordnen sind:

- kugelförmig: $2a < 1\text{mm}$ oder $a \geq 9\text{mm}$
- kegelförmig: $1\text{mm} \leq 2a \leq 4\text{mm}$ mit $a/b = 0.5$
 $4\text{mm} < 2a < 9\text{mm}$ mit $a/b = 0.75$
- klumpenförmig: $2a < 1\text{mm}$ oder $a \geq 9\text{mm}$

Tabelle 3.2.: Klassifikation von Graupelpartikeln aufgrund ihrer Entstehung (Harimaya (1977)). Die mit x gekennzeichneten Partikel wurden bisher noch nicht beobachtet. Bei den mit y gekennzeichneten Partikeln wurde der Graupel beobachtet, jedoch der Embryo noch nicht gefunden.

	Rimmed crystal		Hexagonal graupel	Conelike graupel
Without tumbling (rotation)	Plane crystal	a ₁ 	a ₂ 	a ₃ 
		b ₁ 		b ₂ 
		Break off c ₁ 		c ₂ 
	Columnar crystal	d ₁ 		d ₂  x
	Radiating assemblage of plane branches	e ₁ 		e ₂  y
	Frozen drop	f ₁ 		f ₂ 
With tumbling (rotation)	Rimmed crystal		Lump graupel	
	Columnar crystal	g ₁ 	g ₂  x	
	Radiating assemblage of plane branches	h ₁ 	h ₂  y	
	Frozen drop	i ₁ 	i ₂  y	

In sehr wasserreichen Wolken, das heißt in Wolken, die bei hochreichender Konvektion gebildet wurden, kann die Anlagerung von Tropfen an Eiskristallen viel kräftiger als bei der Graupelbildung von statten gehen. Dieses heftige Art des Rimings wird dabei als *Heavy Riming* definiert. Während Graupelkörner im Allgemeinen aus Wolken fallen, in denen relativ unbedeutende Aufwinde auftreten, entsteht Hagel in stark konvektiver Bewölkung, die durch ihre starken Aufwinde diesen großen Partikeln erst die Chance gibt, zu entstehen, ohne dass sie zuvor die Auftriebskraft überwinden und Richtung Boden fallen. Dank dieser Aufwinde werden diese Partikel jedoch in sehr große Höhen befördert, in denen sich unterkühlte Wassertropfen erneut anlagern und eine weitere Eisschicht auf dem Hagelkorn bilden (trockenes Wachstum). Erreicht das Eispartikel geringere Höhen unter der 0°C Grenze, lagern sich die dort befindlichen Regentropfen auch an, gefrieren jedoch nur teilweise und formen ein Wasser-Eis-Gemisch, was als *spongy* Hagel bezeichnet wird (Knight & Knight, 1973). Dieser Prozess ist als nasses Wachstum bekannt. Es ist dabei in der Atmosphäre nicht ungewöhnlich, dass ein Hagelkorn diese verschiedenen Wachstumsprozesse mehrmals durchläuft, was schließlich zu dem in Abbildung 3.8 dargestellten typischen Aufbau führt, der, vergleichbar mit einer Zwiebel, aus mehreren Schichten besteht. Genau dieser Aufbau unterscheidet das Hagel- vom Graupelkorn, welches wegen der mit Lufteinschluss akkumulierten Eiskristalle ebenfalls eine geringere Dichte als das Hagelkorn aufweist.

Somit entstehen üblicherweise Hagelkörner mit einem Durchmesser von 10mm, wobei auch schon Größen von 100 – 150mm beobachtet wurden (Goler, 2008). Die entstehenden Fallgeschwindigkeiten sind dabei generell größer als die von

Graupel, werden jedoch sehr von den konvektiven, vertikalen Geschwindigkeiten im System Wolke beeinflusst. Vernachlässigt man die vertikale Windkomponente, so wäre es möglich die ungefähre Fallgeschwindigkeit von Hagel empirisch zu berechnen, welche für den Größenbereich von $100 - 1000\text{mm}$ zwischen 10m/s und 50m/s liegt (Vössing, 2001).

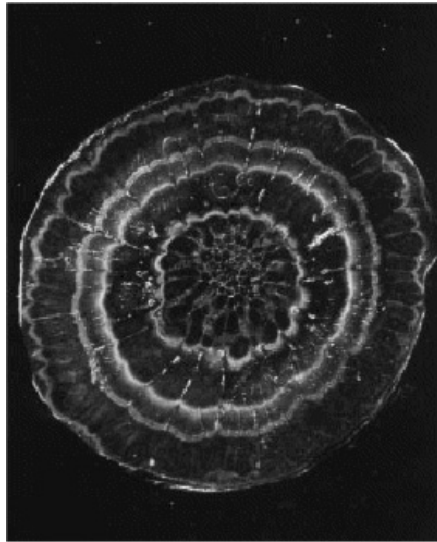


Abbildung 3.8.: Querschnitt eines Hagelkorns mit abwechselnden 'nassen' und 'trockenen' Schichten. (Ambrose, 2010)

4. Hydrometeorklassifizierung

Für eine adäquate Verhaltensanalyse der Reflektivitäten von zwei unterschiedlichen Frequenzbändern bedarf es zumindest einer Unterscheidung der zwei in Kapitel 3 vorgestellten Hydrometeorklassen flüssig und fest. Wie dies zusammen mit der Bestimmung von Größe und Form anhand von gemessenen polarimetrischen sowie kohärenten Radarvariablen ermöglicht wird, wird in diesem Kapitel erörtert. Dabei beschreibt Kapitel 4.1 allgemeine Prinzipien der Hydrometeorklassifizierung, welche, wie in Kapitel 4.2 und 4.3 erläutert, zum Teil von Höller et al. (1994) und Melchionna et al. (2008) angewandt werden.

4.1. Allgemeine Prinzipien der Hydrometeorklassifizierung

Kombiniert man die mikrophysikalischen Eigenschaften der in Kapitel 3 beschriebenen Hydrometeorarten mit dem Verhalten der polarimetrischen und kohärenten Radargrößen auf deren Größe, Form, Fallverhalten und Geschwindigkeit, ist es theoretisch möglich im gemessenen Pulsvolumen den jeweiligen wahrscheinlichsten Hydrometeorartyp festzustellen und zur Analyse der gemessenen Daten in Kapitel 6 anzuwenden.

Eine ziemlich grobe Abschätzung zwischen flüssigen und vereisten Hydrometeorarten ist anhand des sogenannten *Brightbands* möglich. Dieses beschreibt die Zunahme des Reflektivitätsfaktors Z für schmelzende, vereiste Hydrometeore und dient somit zu ungefähren Bestimmung der 0°C -Grenze, welche man kurz oberhalb des Brightbands vorfindet. Der Grund der sprunghaften Erhöhung von Z liegt an dem zehnmal höheren Reflexionsvermögen von Wasser als von Eis. Wird der schmelzende, vereiste Hydrometeor beim Schmelzvorgang von einer Wasserschicht umhüllt, verändert er dabei nicht seine Größe, reflektiert jedoch ein höheres Signal zurück zum Radar. Nach dem Schmelzvorgang kommt es zum Break-Up (siehe Kapitel 3.2) und somit wieder zu einer Verkleinerung der Reflektivität. Eine weitere radarspezifische Möglichkeit, die Schmelzschicht zu lokalisieren und somit flüssigen von festen Hydrometeorarten zu unterscheiden, besteht in der Betrachtung des LDR . Schmelzende Teilchen sind asymmetrisch (siehe Kapitel 3.3) und taumeln daher beim Fall stark. Die Folge ist eine starke Zunahme des LDR in der Höhe der schmelzenden Hydrometeorarten und eine Depolarisierung des Radarstrahls, weswegen das LDR oberhalb der Schmelzschicht mit Vorsicht zu behandeln ist.

Für eine detailliertere Klassifizierung der Hydrometeore wurden verschiedenste Verfahren entwickelt, welche nun kurz aufgezeigt werden.

Bei der Hydrometeorklassifizierung nach der sogenannten *Entscheidungsbaum-methode*, werden die zu unterscheidenden Klassen durch klar definierte Grenzwerte von ausgewählten Radargrößen festgelegt. Diese Methode, die auch von Höller (1998) (siehe Kapitel 4.2) angewendet wurde, treten vor allem dann Probleme auf, wenn ein Hydrometeor typ nicht durch eine klare Grenze definiert werden kann. Das heißt, dass es zum Beispiel für Hagel eine gewisse Wahrscheinlichkeit gibt, außerhalb der festgelegten Grenzen zu existieren.

Um diese Problematik zu umgehen, entwickelten Straka et al. (2000), Zrnić et al. (2001) und Park et al. (2009) Wichtungsfunktionen für einen bestimmten Wertebereich der Radargrößen bei den jeweiligen Hydrometeor. Dabei zeigt Abbildung 4.1 ein Beispiel einer möglichen zweidimensionalen Wichtungsfunktion W_{MR} aus Z_{HH} und Z_{DR} von mäßigem Regen. Wie man daraus erkennt, erhält man dadurch wiederum eine Wahrscheinlichkeit für einen gewissen Hydrometeor typ (hier mäßiger Regen), welche man nach Anwenden dieser Technik für weitere Klassen (zum Beispiel Hagel) mit deren Wahrscheinlichkeiten vergleichen und analysieren kann. Natürlich ist es mit dieser Technik möglich, mehrere Radarvariablen zu kombinieren und n-dimensionale Wichtungsfunktionen zu kreieren, was die Genauigkeit der resultierenden Hydrometeorwahrscheinlichkeit positiv beeinflusst. Die in diesem Abschnitt beschriebene Klassifizierung nach *Fuzzy Logik* kann nur noch von der in Liu & Chandrasekar (2000) vorgestellten Technik durch sogenannten *Neuro-Fuzzy Netzwerke* verbessert werden.

Durch die Kombination von *neuralen Netzwerken* mit der *Fuzzy Logik* wird es dem Klassifizierungsmodul ermöglicht zu 'lernen' und seine Ausführung anhand von vergangenen Daten zu verbessern.

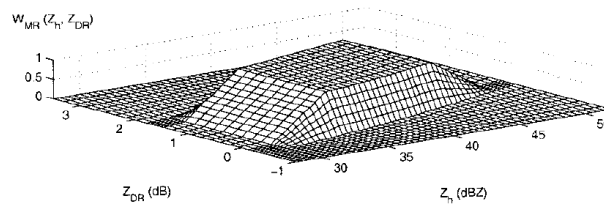


Abbildung 4.1.: Zweidimensionale Wichtungsfunktion für mäßigen Regen, $W_{MR}(Z_{HH}, Z_{DR})$, über den Raum von Z_{HH} und Z_{DR} (Park et al., 2009)

4.2. Polarimetrische Hydrometeorklassifizierung

Das in dieser Arbeit verwendete halbempirische Partikelklassifikationsschema nach Hartmut Höller wurde in Höller et al. (1994) und Höller (1998) veröffentlicht. Berücksichtigt werden bei diesem Schema lediglich die differentielle Reflektivität Z_{DR} und das lineare Depolarisationsverhältnis LDR . Um ebenfalls quantitative Aussagen über die Massenkonzentration von Regen, Schnee, Graupel und Hagel treffen zu können, wurde dieses Prinzip der Hydrometeorklassifizierung unter Einbeziehung des Reflektivitätsfaktors erweitert (Höller, 1995). Für die Verifizierung

der in dieser Arbeit aufgestellten Systematik in Kapitel 5 genügt es jedoch, das Höllersche Partikelklassifikationsschema nur qualitativ (ohne die Berücksichtigung von quantitativen Massenkonzentrationen- oder Regenratenbestimmungen) anzuwenden, wie es in Höller (1998) wiedergegeben ist.

Dieses in Tabelle 4.1 zusammengefasste Klassifikationsschema wurde aus theoretischen Betrachtungen, wie sie Aydin et al. (1991); Bringi et al. (1991); Meischner (2003) aufgeführt, sind in Verbindung mit durchgeführten Forschungsprojekten hergeleitet und dabei speziell für das polarimetrische C-Band Radar, *POLDIRAD* des Deutschen Luft- und Raumfahrtzentrums in Oberpfaffenhofen, entwickelt.

- **Kleine Regentropfen** werden als jene Regentropfen klassifiziert, welche einen Durchmesser $D < 1mm$ besitzen und somit nahezu als kugelförmig beziehungsweise nur als geringfügig deformiert anzusehen sind (siehe Kapitel 3.2). Theoretisch verursachen sie deswegen ein $Z_{DR} \rightarrow 0$ und ein $LDR \rightarrow -\infty$ (siehe Kapitel 2.2). Diese Werte sind praktisch nicht erreichbar, was deswegen eine Festlegung auf die Radargrenzwerte ($Z_{DR} < +1dBZ$ und $LDR < -35dBZ$) erfordert. Zudem können Graupel und Schnee ähnliche Werte hervorrufen, was ohne der bekannten Höhe der Schmelzschicht zu Missklassifizierungen führen würde. Diese wird deshalb als feste Größe angenommen oder experimentell, zum Beispiel aus Radiosondenaufstiegen, bestimmt.
- **Große Regentropfen** besitzen mit ihrer Größe $D > 1mm$ eine mit dem Durchmesser stärker werdende Deformierung, welches ein $Z_{DR} \geq 1dBZ$ verursacht. Dabei fallen die Tropfen mehr oder weniger so, dass ihre horizontale Achse ausgerichtet ist und somit ein niedriges $LDR < 25dBZ$ aufweisen.
- Das Verhalten von **Schnee oder kleinen, trockenen Graupel** auf die polarimetrischen Größen LDR und Z_{DR} wurde von Bringi et al. (1986) präsentiert und dementsprechend von Höller (1995) mit $Z_{DR} \leq +1dBZ$ und $LDR < 35dBZ$ gekennzeichnet.
- Wenn **Graupelteilchen nass** wachsen oder auch schmelzen, sind sie von einer Schicht aus flüssigen Wasser bedeckt oder nehmen flüssiges Wasser in ihre innere Struktur auf (siehe Kapitel 3.3). Wegen der dadurch entstehenden unregelmäßigen Form des Partikels, welche sich mit zunehmender Größe verschlimmert, entsteht ein sich mit der Größe verstärkendes Taumeln, das ein sich mit dem Durchmesser steigendes LDR ($-20dB < LDR < -15dB$) verursacht. Ebenfalls das Übergangsstadium zu kleinerem Hagel fällt in diese Klassifikation.
- Obwohl **Hagelkörner** irreguläre Formen annehmen können, lassen sie sich vielfach näherungsweise als abgeplattete Sphäroide beschreiben. Während ihres Falles verfallen diese in Taumeln und Rotation, was ein höheres LDR für trockenen Hagel als bei nassen Graupel begründet. ZDR bleibt wegen der nahezu runden (kanonischen) Form der meisten Hagelkörner nahe bei 0. Wie auch bei dem Verhalten bei trockenem zu nassen Graupel, so ist auch

beim Übergang von trockenem zu spongy Hagel ein Anstieg des LDR zu verzeichnen (Aydin et al., 1991).

- Die **Mischphase**, in der sowohl Eisteilchen als auch Regentropfen im Messvolumen enthalten sind, ist durch Übergangswerte zwischen den beteiligten Partikeln charakterisiert. Da kleinere Graupel relativ rasch zu Regentropfen schmelzen, wenn sie die Schmelzschicht durchfallen, werden bei dieser Klassifikation nur Gemische aus Hagel und Regen betrachtet.

Tabelle 4.1.: Halbempirisches Interpretationsschema zur Unterscheidung verschiedener Hydrometeorarten in Abhängigkeit von Z_{DR} und LDR . H_{MELT} ist die Höhe der Schmelzschicht. Z_{DR} und LDR in [dBZ]. (Höller, 1998)

Kleine Regentropfen	$Z_{DR} < +1$	$LDR < -35$	$H \leq H_{MELT}$
Große Regentropfen	$Z_{DR} \geq +1$	$LDR < -25$	
Graupel (trocken,klein), Schnee	$Z_{DR} \leq +1$	$LDR < 35$	$H > H_{MELT}$
Graupel (nass, schmelzend, klein), Graupel (trocken, groß), Hagel (trocken,klein)	$-1 \leq Z_{DR} < +1$	$-35 < LDR < -25$	
Hagel(trocken)	$-1 \leq Z_{DR} < +1$	$-25 < LDR < -2$	
Hagel (nass)	$-1 < Z_{DR} \leq +1$	$-20 < LDR \leq -15$	
Großer Hagel (nass, Wasser- hülle)	$Z_{DR} \leq +1$	$LDR > -15$	
Regen+kleiner Hagel (nass)	$Z_{DR} \geq +1$	$-25 < LDR \leq -20$	
Regen+großer Hagel (nass)	$Z_{DR} \geq +1$	$LDR > -20$	

Im Zuge der Datenanalyse in Kapitel 6 genügt jedoch die Unterscheidung von flüssig und vereist, sowie groß und klein, weswegen die letzten fünf Klassen zu Hagel zusammengefasst werden. Klasse 3 wird dagegen als Eiskristalle und Schnee, Klasse 4 als Graupel interpretiert.

4.3. Koherente Hydrometeorklassifizierung

Verwendet man die in Kapitel 3.2 definierte Fallgeschwindigkeit von Tropfen (Gleichung 3.3) und verknüpft diese unter Einbeziehung des vertikalen Windfelds, so ist es mit den Daten eines Radars mit der Elevation $\Theta = 90^\circ$ möglich, Hydrometeore anhand ihres äquivalenten Durchmessers D_0 zu klassifizieren. Melchionna et al. (2008) zog zusätzlich zur vertikalen Dopplergeschwindigkeit w_D dessen Form hinzu und brachte deren Verhaltensmuster mit Tropfentypen sowie mit schmelzenden Eispartikeln in Verbindung. In Abbildung 4.2 (A) befindet sich das Maximum eines sehr schmalen Dopplerspektrums bei etwa $0m/s$, was in Melchionna et al. (2008) für kleine Eispartikel oder Wolkentröpfchen klassifiziert wird. Zusätzlich zu diesem Kriterium, wird ein Weiteres für Wolkentröpfchen aufgestellt, welches in Abbildung 4.2 (B) aufgezeigt ist. Dort herrschen im Dopplerspektrum zwei Maxima vor, was mit kleinen wolkenformenden Hydrometeoren, also Wolkentröpfchen in Verbindung gebracht wird. Im Gegensatz zu den

relativ schmalen Dopplerspektren bei Wolkentröpfchen, weisen nach Melchionna et al. (2008) Regentropfen neben einem höheren $w_D \sim 5\text{ m/s}$, eine größere spektrale Breite σ_D . Dabei wird je nachdem ob ein oder mehrere Maxima vorliegen, zwischen leichtem Niederschlag und Regen mit Tropfengrößenverteilung unterschieden (siehe Abbildung 4.2 (C) und (D)).

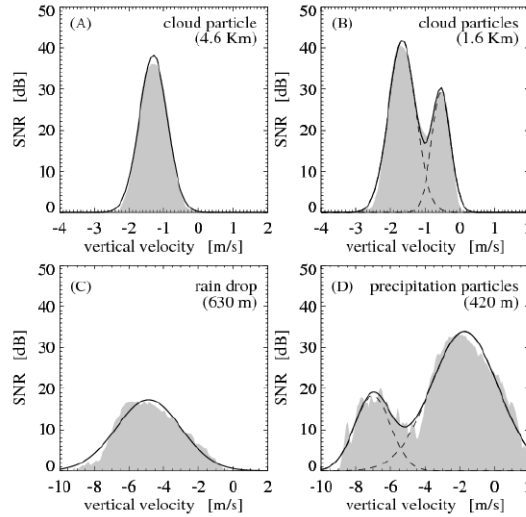


Abbildung 4.2.: Beispiele verschiedener Strukturen der Dopplerspektren. Negative Geschwindigkeiten sind nach unten gerichtet. Schattierte Bereiche: Messungen; durchgezogene Linie: Annäherung des Spektrums an Gaußfunktion(en); gestrichelte Linien: Verfolgschritt der Gaußkurven ((A) 18.01.2007 03:26:20 UTC, (B) 01.03.2007 02:11:40 UTC, (C) 28.01.2007 09:12:10 UTC & (D) 31.01.2007 13:42:50 UTC) (Melchionna et al., 2008).

Als nächsten Schritt entwickelte Melchionna et al. (2008) einen Algorithmus zur Erkennung und Darstellung der Maxima und Breiten des Dopplerspektrums und wendete ihn auf die vorliegenden Daten an, was zu den in Abbildung 4.3 dargestellten Höhenprofilen führte. Deren eindeutige Struktur, in der man sehr gut die Abgrenzung zwischen Wolkentröpfchen und Regen erkennt, stellt für diese Arbeit eine weitere Möglichkeit dar, Informationen über die Verteilung der Hydrometeore zu erlangen. Diese werden bei der Analyse in Kapitel 6 jedoch nur mit Bedacht verwendet, da die vorliegenden Fälle wahrscheinlich nur Paradebeispiele sind und bei einem vorherrschenden diffizileren vertikalen Windfeldes abweichen könnte.

Zusätzlich zeigt Melchionna et al. (2008) eine weitere Möglichkeit auf, schmelzende Hydrometeore zu lokalisieren und somit die 0°-Grenze zu bestimmen. Dabei wird angenommen, dass sich durch den Schmelzvorgang zwei Maxima im Durchmesser D und somit auch im Dopplerspektrum manifestieren, welche in Abbildung 4.3 durch schwarze Kreise hervorgehoben werden.

Mit dieser Methode erhält man eine weitere Möglichkeit, die Hydrometeortypen in Kapitel 6.3 zu klassifizieren beziehungsweise die angewandte Klassifizierung nach Höller et al. (1994) auf Richtigkeit zu überprüfen und eventuell zu verbessern. Zur besseren Übersicht wird in Tabelle 4.2 das Schema der Klassifizierung

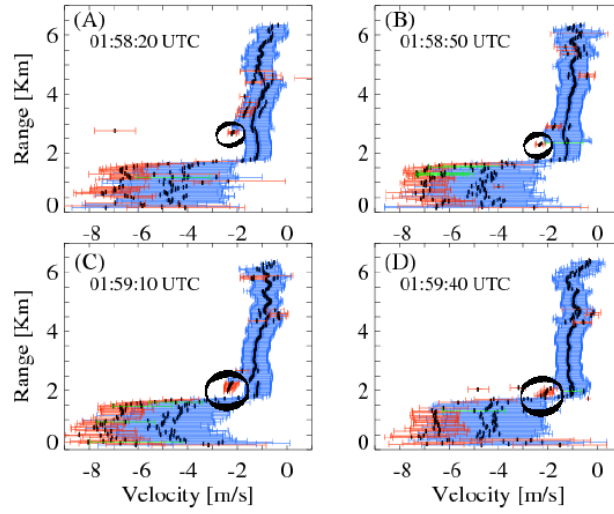


Abbildung 4.3.: Beispiele verschiedener Profile des Dopplerspektrums. Punkte kennzeichnen Maxima der jeweiligen Gaußfunktionen. Farbige, horizontale Balken stehen für die Standardabweichung der jeweiligen Gaußkurve, wobei die Farbe eine bestimmte Modennummer bestimmt (blau für die erste Mode, rot für die zweite Mode, grün für die dritte Mode). Die Kreise kennzeichnen das Auftreten und Verschwinden eines zweiten Maximums bei 2-3km, das zur Identifikation von Partikeln mit gemischten Aggregatzustand verwendet wird. (Melchionna et al., 2008)

nach Melchionna et al. (2008) zusammengefasst und für vereiste Hydrometeore erweitert abgeschätzt, wie es in Kapitel 6.3 dieser Arbeit Anwendung findet:

Tabelle 4.2.: Interpretationsschema zur Unterscheidung verschiedener Hydrometeorarten in Abhängigkeit von w_F und σ_D und der Form des Dopplerspektrums. Hierzu wurden die Ergebnisse von Melchionna et al. (2008) zusammengefasst und für vereiste Hydrometeore abschätzend erweitert. Die Bezeichnung der Hydrometeorarten wurde der Klassifizierung nach Höller et al. (1994) angepasst und mittels Gleichung 3.3 mit Werten versehen.

Hydrometeorartyp	Fallgeschwindigkeit	Spektrumform	Spektrale Breite
Kleine Regentropfen	$w_F \geq -4m/s$	1 Maximum, breit	$\sigma_D \sim 1m/s$
Große Regentropfen	$w_F < -4m/s$	2 Maxima, breit	$\sigma_D \gtrsim 1m/s$
Eiskristalle, Schnee	$w_F \gtrsim -1m/s$	1 Maximum, schmal	$\sigma_D \sim 0m/s$
Graupel, Hagel	$w_F \gg -4m/s$	1 Maximum, schmal	$\sigma_D = 0,5 - 1m/s$
Schmelzschicht	$w_F > -4m/s$	1 Maximum, breit	$\sigma_D > 1m/s$

5. Simulation & Systematik

Dieses Kapitel beschreibt die Wirkung einer bestimmten Anzahl und Größe von Hydrometeoren auf die von Radaren unterschiedlicher Frequenz abgestrahlten elektromagnetischen Wellen und somit die Abweichungen des jeweiligen Reflektivitätsfaktors des Ka-Bands Z_{Ka} und des C-Bands Z_C vom theoretisch angenommenen Wert nach der Rayleightheorie (siehe Kapitel 2.1.3). Dabei wird zuerst die dämpfende Wirkung der Atmosphäre auf die transmittierende Strahlung erörtert und für bestimmte Partikelgrößen und -anzahlen quantifiziert. Im Anschluss folgt das gleiche Verfahren für das veränderte Rückstreuverhalten (Mieeffekte) bei unterschiedlichen Sendefrequenzen. Hierbei wird sowohl bei der Dämpfung wie auch bei den Mieeffekten in flüssige und vereiste Hydrometeore unterschieden.

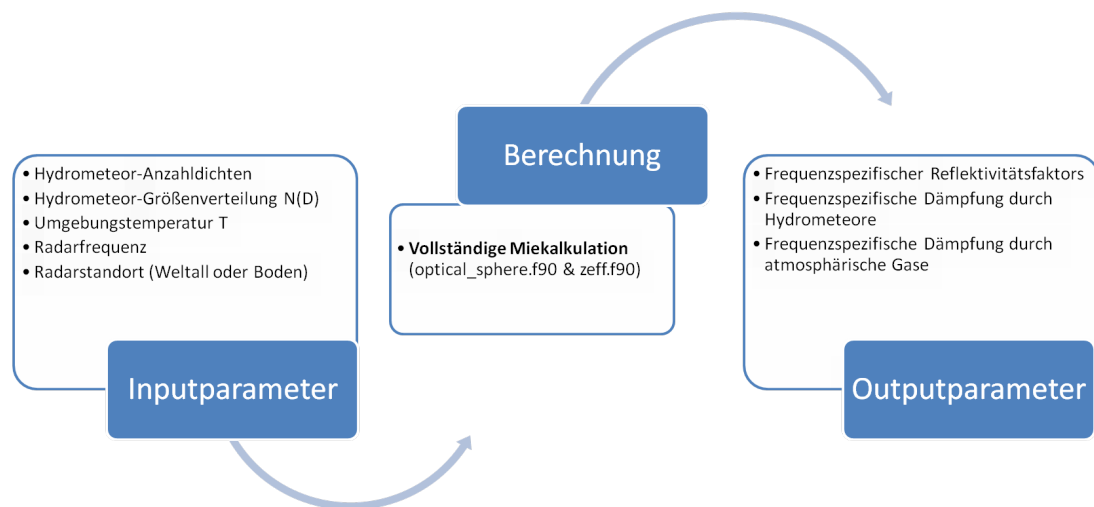


Abbildung 5.1.: Flussdiagramm welches die Eingabeparameter, die Art der Berechnung und die Ausgabeparameter der verwendeten Routinen von Quickbeam darstellt.

Zur Simulation dieser Effekte werden Routinen des von Haynes et al. (2007) entwickelten Programmes *Quickbeam* verwendet, dessen Fortran90 Skript unter <http://cloudsat.atmos.colostate.edu/radarsim> heruntergeladen werden kann. Dabei werden vor allem die Unterprogramme **optical_sphere.f90** und **zeff.f90** angewendet. Aus dem zuerst Genannten werden mittels *Mie-Reihen-Berechnungen*

nach Mie (1908) die optischen Eigenschaften Streuquerschnitt σ_s und Extinktionsquerschnitt σ_e erhalten, welche wiederum zur Berechnung von Reflektivitätsfaktor Z und Dämpfungskoeffizient k in **zeff.f90** notwendig sind. Dabei ist es möglich zwischen die Aggregatzustände Wasser und Eis zu unterscheiden, welche Auswirkungen auf den komplexen Brechungsindex und somit auch auf das optische Verhalten der elektromagnetischen Welle besitzt. Unter Kombination dieser zwei Unterprogramme, werden die in diesem Kapitel notwendigen frequenzspezifischen Radargrößen Z und k erhalten (siehe Abbildung 5.1). Radarfrequenz und -standort beziehen sich dabei auf die zu analysierenden Radargeräte im Ka- (36,5GHz) und C-Band (5,504GHz), welche sich beide auf dem Boden befinden. Die noch notwendigen Parameter Anzahldichte n , Größenverteilung $N(D)$ und Umgebungstemperatur T werden den zu simulierenden Eigenschaften entsprechend vorgegeben. Dabei werden die exakten Werte in den jeweiligen Kapiteln genauer erwähnt. Da die von Quickbeam verwendeten Kalkulationen die optischen Eigenschaften nach Mie-Reihen-Berechnungen erhält, könnte es natürlich bei nicht kugelförmigen Streuobjekten zu Abweichungen kommen, welche jedoch in dieser Arbeit vernachlässigt werden.

Die in Kapitel 5.3 entwickelte Radarsimulation unterstützt die in den Kapiteln 5.1 und 5.2 aufgestellte Theorie der Dämpfung und des Rückstreueffekts. Das Ziel von Kapitel 5.3 ist dabei zu erörtern, inwiefern die Differenz $Z_C - Z_{Ka}$ durch messtechnische Radargrößen simuliert beziehungsweise quantifiziert werden kann und stellt somit eine Basis für ein Retrieval-Verfahren dar, welches jedoch in dieser Arbeit noch nicht an Messdaten, sondern nur an einem theoretischen Profil durchgeführt wird. Dieses Verfahren verwendet dabei ebenfalls die obenbeschriebenen Routinen des Simulationsprogramms Quickbeam.

Im folgenden Unterkapitel 5.4 werden die Ergebnisse aus der Dämpfungs- und Rückstreutheorie in eine Systematik zusammengefasst, welche bei der Datenanalyse in Kapitel 6.3 als Hilfe dienen soll.

5.1. Atmosphärische Dämpfung

Wie bereits in Kapitel 2.1.4 erwähnt, beschreibt Gleichung 2.6 lediglich die Rückstreucharakteristik eines 'idealen Systems'. In der Praxis müssen jedoch noch Leistungsverluste in die Radargleichung einbezogen werden. Hierfür wird allein die dämpfende Wirkung der Bestandteile der Atmosphäre genauer betrachtet, da die meisten instrumentellen Verluste durch Kalibrierung und andere Verfahren bereits korrigiert werden.

Propagiert ein Strahl der Leistung P_T durch die Atmosphäre, so wird diese wegen Absorption und Streuung (ohne die Komponente in Richtung der Propagation) reduziert. Addiert ergeben diese Effekte die sogenannte *Extinktion*, welche sich je nach Objekteigenschaft und Wellenlänge sehr unterschiedlich verhält. Es ist demnach empfehlenswert, die möglichen atmosphärischen Bestandteile sowie deren Auswirkungen getrennt zu betrachten. Dabei wird im Folgenden der Extinktionsquerschnitt σ_e verwendet, der im Gegensatz zum Rückstreuquerschnitt σ_{rs} , die Abschwächung der Intensität der elektromagnetischen Welle aufgrund

von Absorption σ_a und Streuung σ_s , charakterisiert:

$$\sigma_e = \sigma_a + \sigma_s \quad (5.1)$$

Betrachtet man ein Volumen ΔV , das N Objekte beinhaltet, welche den ausgesandten Radarstrahl wegen ihrer spezifischen $(\sigma_e)_n$ schwächen, so kann man die Dämpfung ΔP_R als

$$\Delta P_R = -\frac{\Delta r}{\Delta V} \sum_{n=1}^N ((\sigma_e)_n P_R) \quad (5.2)$$

ausdrücken, wobei Δr die in ΔV vom Strahl zurückgelegte Entfernung beschreibt (Doviak & Zrnić, 1993). Differenziert man Gleichung 5.2 nach r ($\Delta r \rightarrow \infty$) erhält man die Dämpfung pro Distanzintervall:

$$\frac{dP_R}{dr} = -k P_R, \quad (5.3)$$

wobei

$$k \equiv \lim_{\Delta r \rightarrow \infty} \sum_{n=1}^N \frac{(\sigma_a)_n + (\sigma_s)_n}{\Delta V} \quad [1/m] \quad (5.4)$$

$$k \equiv k_G + k_H \quad (5.5)$$

als *spezifische Dämpfung* definiert ist. Um diese näher zu analysieren, wird k unterteilt in die Dämpfung durch atmosphärische Gase k_G und durch Hydrometeore k_H (siehe Gleichung 5.5), und untersucht, wie man diese mit den vom Radar gemessenen Parametern in Verbindung bringen kann, mit denen man letztendlich eine quantitative Abschätzung für der Auswirkung auf die Reflektivität geben könnte.

5.1.1. Dämpfung durch atmosphärische Gase

Die Dämpfung durch atmosphärische Gase wird hauptsächlich durch Sauerstoff und Wasserdampf verursacht. Da ihre Streuquerschnitte sehr viel kleiner sind als ihre Absorptionsquerschnitte, ist es möglich die Extinktion und somit auch k_G durch die bekannten Absorptionslinien sehr gut abzuschätzen (Doviak & Zrnić, 1993). Wie man in Abbildung 5.2 feststellt, verhält sich die Absorption von Gasen sehr wellenlängenspezifisch und beläuft sich für die in dieser Arbeit verwendeten Frequenzbänder (in Abbildung 5.2 mit einer roten und blauen Linie gekennzeichnet) auf $10^{-3} - 10^{-2} dB/km$. Nicht allein wegen dem sehr ähnlichen Verhalten der analysierten Radargeräte, sondern auch mit der Annahme der üblichen, bereits ausgeführten Dämpfungskorrektur atmosphärischer Gase mit den bekannten Absorptionslinien sei es deshalb legitim für den weiteren Verlauf dieser Arbeit k_G zu vernachlässigen und k_H als k zu deklarieren, um unnötige Verwirrung durch Indizes zu vermeiden.

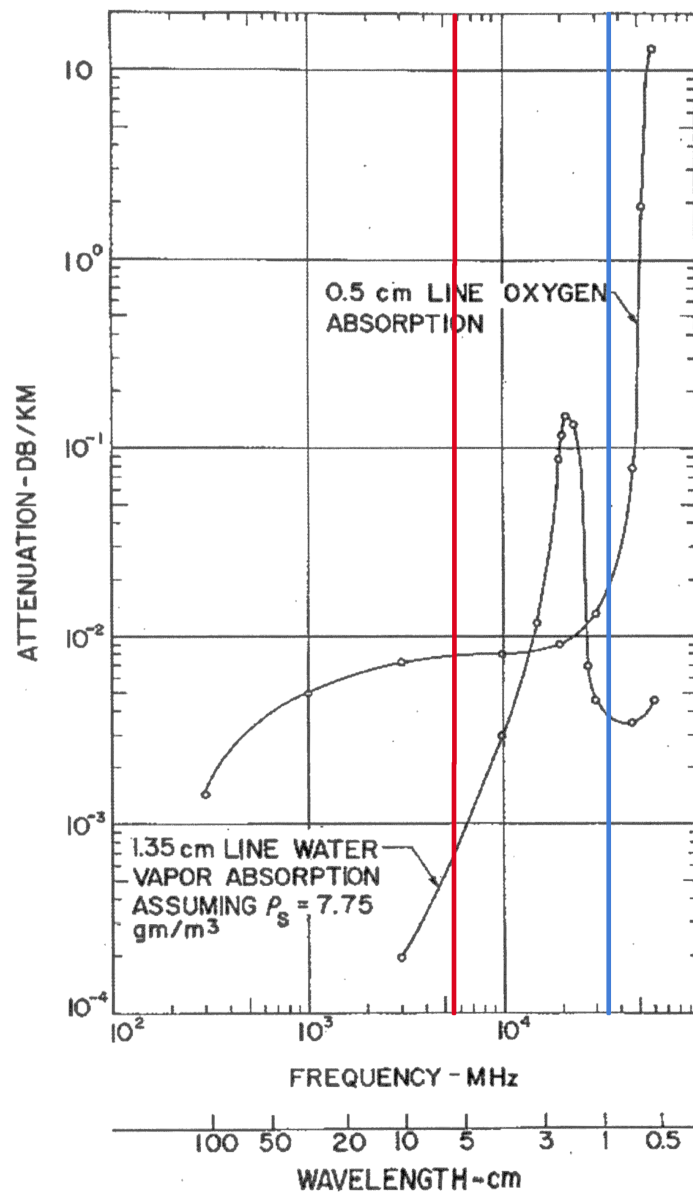


Abbildung 5.2.: Dämpfung in DB/km für Sauerstoff und Wasserdampf bei verschiedenen Wellenlängen (Hagen, 2010). Die rote Gerade signalisiert die Frequenz für das C-Band (5,904 GHz), die Blaue für das Ka-Band (36,5 GHz).

5.1.2. Dämpfung durch flüssige Hydrometeore

Bereits Matrosov (2009) bemerkte bei seinen Untersuchungen der dämpfenden Wirkung von Wolkentröpfchen k_W , dass diese vor allem bei kurzen Radarwellenlängen nicht mehr zu vernachlässigen sind, jedoch durch eine Funktion, welche vom Flüssigwassergehalt LWC , vom Brechungsindex K und von der Wellenlänge λ abhängt und somit durch

$$k_W = \frac{0,6\pi}{\lambda} \Im(-K) \times LWC \quad \left[\frac{1}{m}\right] \quad (5.6)$$

beschrieben werden kann. Dabei stellt er zusätzlich unter Einbeziehung von den Ergebnissen von Stepanenko et al. (1987) eine Temperaturabhängigkeit von k_W fest, welche mit zunehmendem LWC mehr und mehr zum tragen kommt (siehe Abbildung 5.3). Für größere Hydrometeore wie Regen, beschreibt Matrosov (2009, 2010) die Abweichung von Z anhand der Regenrate, welche genauso wie das LWC aus einer empirischen $Z - R$ Beziehung oder aus einer angenommen Regentropfengrößenverteilung resultiert, welche beide vom Durchmesser D und der Anzahl der Teilchen N abhängen. Zur Berechnung von k beschränkt sich die vorliegende Arbeit deswegen vorerst auf eine monodisperse Verteilung mit einer Tropfenanzahldichte n von flüssigen Hydrometeoren in ΔV , welche bei der Betrachtung eines bestimmten Tropfendurchmessers (monodisperse Verteilung) durch

$$LWC = \rho_w \frac{\pi}{6} n D^3 \quad \left[\frac{g}{m^3}\right] \quad (5.7)$$

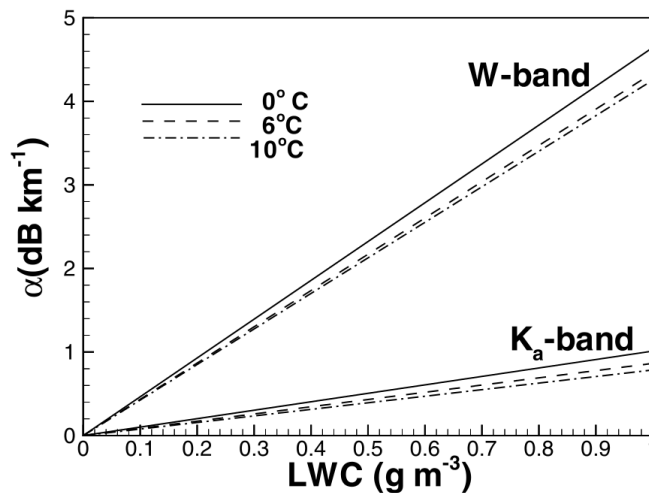


Abbildung 5.3.: Absorption in DB/km abhängig vom LWC in Flüssigwasserwolken für das Ka- und das W-Band. Das α kennzeichnet, dass wegen der Rayleighstreuung nur die Absorption auf den Dämpfungskoeffizient für Wolken k_W wirkt. Die durchgezogene Kurve kennzeichnet die Dämpfung bei 0 °C; die gestrichelte Kurve bei 6 °C; die Strich-Punkt Kurve bei 10 °C. (Matrosov, 2009)

aus Gleichung 2.9 angenähert werden kann. n und D bilden neben der Radarwellenlänge λ , $|K|^2 = 0,93$ und der Temperatur $T = 5^\circ\text{C}$, Eingabeparameter für die angewandte Radarsimulation (siehe Abbildung 5.1), welche aus Mie-Reihenberechnungen nach Mie (1908) den Absorptions- (σ_a) sowie den Streuquerschnitt (σ_s), und somit den Extinktionsquerschnitt σ_e erhält. Setzt man diesen in Gleichung 5.4 ein, so erhält man den theoretischen Dämpfungskoeffizienten für $N = n \times \Delta V$ flüssige Hydrometeore mit Durchmesser D in einem Volumen ΔV , welches auf 1m^3 gesetzt wurde. Führt man diese Berechnung des Dämpfungskoeffizienten k für verschiedene Tropfendurchmesser ($D = 10\mu\text{m} - 10\text{mm}$), Tropfenquantitäten ($N = 1 - 10000$) und Frequenzbänder (C- und Ka-Band) durch, so stellt man, wie es Abbildung 5.4 veranschaulicht, eine direkte Proportionalität zwischen k und N fest.

Bei dem gewöhnlich in der Atmosphäre vorkommenden Durchmesser eines Regentropfens von maximal 4mm (siehe Kapitel 3.2), bemerkt man im C-Band (rote Kurve) einen Dämpfungsfaktor, der nahezu vernachlässigbar ist. Selbst bei einer übertrieben großen Tropfenanzahl $N = 1000$ mit Tropfen der Größe $D = 4\text{mm}$ in einem Volumen von $\Delta V = 1\text{m}^3$ (entspricht etwa ein $Z = 65\text{dBZ}$) beträgt die Dämpfung des Radarstrahls $k \sim 5\text{dB/km}$. Im Gegensatz dazu weicht der Dämpfungskoeffizient k des Ka-Bandes (k_{Ka} ; blaue Kurve) bereits bei $D = 1\text{mm}$ merklich vom Dämpfungsfaktor des C-Bandes (k_C) ab und erhöht sich mit wachsendem Tropfendurchmesser potenziell. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass auch die Mielösung nur für kugelförmige Partikel gilt und somit ebenfalls nur eine Näherung für größere flüssige Hydrometeore ($D > 1\text{mm}$), welche mit zunehmender Größe immer mehr zu Ellipsoiden abflachen (siehe Kapitel 3.2), widerspiegelt. Demnach dürfen die in der Abbildung 5.4 demonstrierten Ergebnisse nur als Approximation angesehen werden, welche mit zunehmendem Tropfendurchmesser mehr und mehr von den real gemessenen Werten abweichen.

5.1.3. Dämpfung durch vereiste Hydrometeore

Da im Bereich oberhalb der Schmelzschicht der größte Teil der detektierten Hydrometeore aus Eis besteht, ist es desweiteren notwendig eine Simulation des Dämpfungskoeffizienten für Eis zu vollziehen, da dieser aufgrund des vom Wasser abweichenden Brechungsindex nicht mit den berechneten Ergebnissen von Kapitel 5.1.2 verglichen werden kann. Dementsprechend wurden für die Berechnung des Dämpfungskoeffizienten für vereiste Hydrometeore (siehe Abbildung 5.5) die Eingabeparameter K und T in der Radarsimulation (siehe Abbildung 5.1) zu $|K|^2 = 0,197$ und $T = -5^\circ\text{C}$ verändert. Zudem bedarf es wegen des breiteren Spektrums des Durchmessers bei vereisten Hydrometeoren in der Atmosphäre, die Größe im Bereich $D = 10\mu\text{m} - 50\text{mm}$ zu betrachten. Zur besseren Vergleichbarkeit zu flüssigen Hydrometeoren sowie zu genaueren Betrachtungen sind wie bei Abbildung 5.4 kleiner skalierte Teilabschnitte in Abbildung 5.5 c)-f) dargestellt.

Vergleicht man 5.4 d) mit 5.5 f), so registriert man, dass eine merkliche Abweichung des Ka-Bandes vom C-Band erst bei $D \sim 2\text{mm}$ auftritt, währenddessen es bei flüssigen Hydrometeoren bereits bei $D \sim 1\text{mm}$ der Fall war. Der weitere Ver-

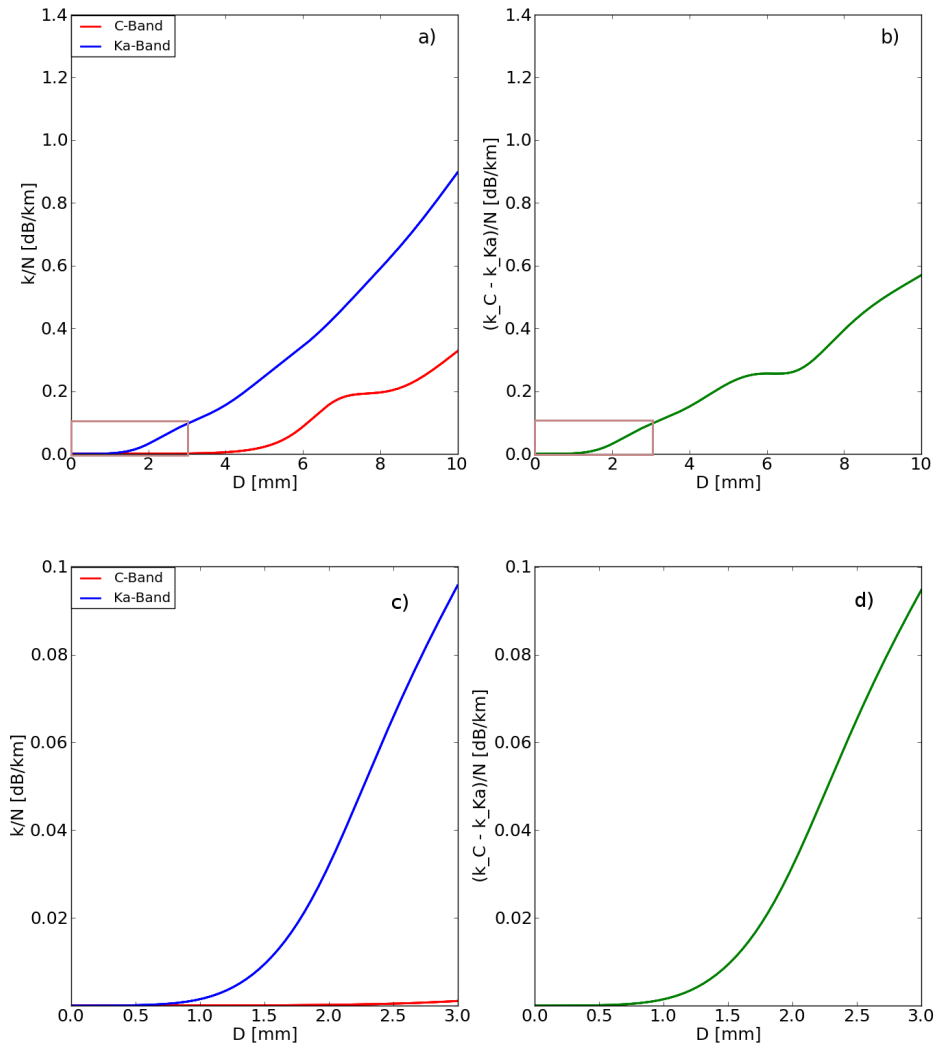


Abbildung 5.4.: **a), c)** Dämpfungsfaktor k in dB/km abhängig vom D und N bei flüssigen Hydrometeore für das C- ($\nu = 5GHz$; rote Kurve) und das Ka-Band ($\nu = 36GHz$; blaue Kurve). **b), d)** Differenz des Dämpfungsfaktor k zwischen C- und Ka-Band. Es wurde eine monodisperse Verteilung, ein festes $|K|^2 = 0,93$, eine mittlere Temperatur $T = 5^\circ C$ und sphärische Partikel (Mie-Streuung) angenommen. Es wurde von oben nach unten ein kleinerer Wertebereich dargestellt, welcher im größeren Skalenbereich durch einen braunen Rahmen gekennzeichnet wird.

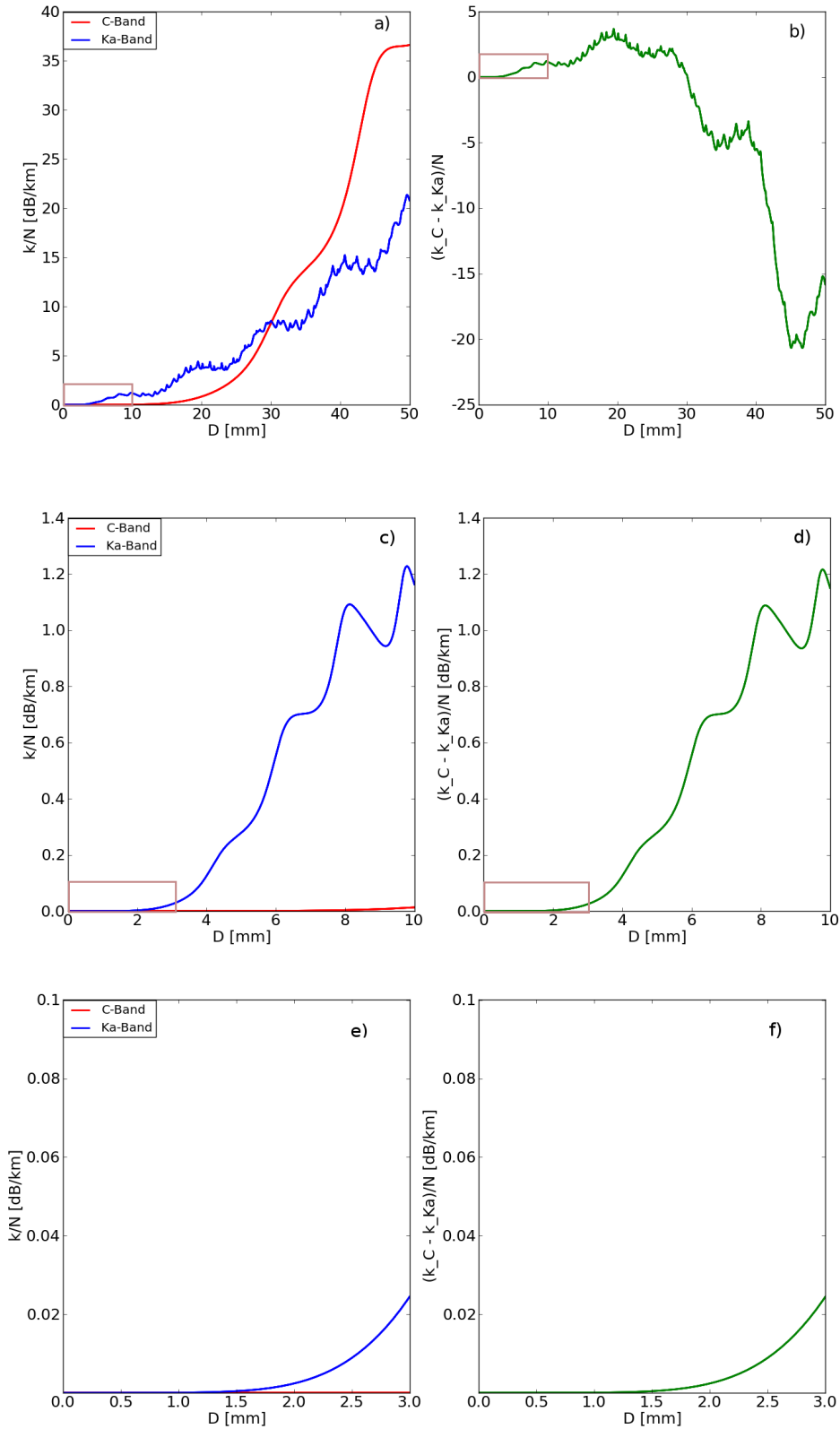


Abbildung 5.5.: a), c), e) Dämpfungsfaktor k in dB/km abhängig von D und N bei festen Hydrometeore für das C- ($\nu = 5GHz$; rote Kurve) und das Ka-Band ($\nu = 36GHz$; blaue Kurve). b), d), f) Differenz des Dämpfungsfaktor k zwischen C- und Ka-Band. Es wurde eine monodisperse Verteilung, ein festes $|K|^2 = 0,197$, eine mittlere Temperatur $T = -5^\circ C$ und sphärische Partikel (Mie-Streuung) angenommen. Es wurde von oben nach unten ein kleinerer Wertebereich dargestellt, welcher im größeren Skalenbereich durch einen braunen Rahmen gekennzeichnet wird.

lauf kann analog zu flüssigen Partikeln durch eine Potenzfunktion angenähert werden, weist aufgrund der stärker wirkenden Resonanzerscheinungen jedoch immer wieder größere Abweichungen auf. Zudem besitzt die Potenzfunktion von $k(D)$ bei eisförmigen Hydrometeoren aufgrund des vom Wasser verschiedenen $|K|$ eine höhere Potenz als bei flüssigen Hydrometeoren, weswegen der 'Rückstand' zum Dämpfungsfaktor flüssiger Hydrometeore bei etwa $D \sim 4mm$ aufgeholt wurde.

Betrachtet man das Dämpfungsverhalten von vereisten Hydrometeoren, so lässt sich auf Grund deren Form und Struktur eine weitaus größere Abweichung des simulierten Wertes zur realen Messgröße vermuten. Wie bereits in Kapitel 3.3 erwähnt wurde, können Eiskristalle, Graupel, sowie Hagel verschiedenste Formen annehmen, welche jedoch alle mehr oder weniger von einer Kugel abweichen. Es ist jedoch anzunehmen, dass es sich bei den vorkommenden Eiskristallen einer sommerlichen Atmosphäre um sehr kleine Subjekte im μm -Bereich handelt, deren Dämpfung selbst beim Ka-Band vernachlässigt werden kann. Bei diesen Größen ist es vielmehr die technische Sensitivität des Sensors, welche die Messwerte beeinflusst. In winterlichen Niederschlagsereignissen können jedoch Schneeflocken einen Durchmesser von bis zu $30mm$ erreichen (Vössing, 2001), welcher selbst beim C-Band eine enorme Strahldämpfung bewirken würde (siehe Abbildung 5.5 a)). Diese ist jedoch in der Praxis viel geringer ausgeprägt als theoretisch berechnet, das vermutlich am kristallinen und sehr feinen Aufbau der Schneeflocken liegen könnte.

Im Gegensatz dazu besitzen Graupel und Hagel einen massiveren Aufbau und eine Form, welche bei bestimmten Durchmessern dem einer Kugel sehr gut angenähert werden kann (siehe Kapitel 3.3), weswegen Abbildung 5.5 ausreichend gut die Realität widerspiegeln könnte. Zur exakten Bestimmung des Extinktionsverhaltens wäre es jedoch notwendig die *T-Matrix-Methode* zu verwenden, welche von Waterman (1965), Waterman & McCarthy (1968) und Waterman (1969) entwickelt und von Peterson & Ström (1974) für mehrschichtige Partikel verbessert wurde, somit also eine bessere Näherung als die Mietheorie bildet. Diese Methode verlangt jedoch die Abstimmung mehrerer Parameter, welche die Form des Hydrometeors wiedergeben sollen. Dies erscheint jedoch für den Zweck dieser Arbeit zu weit vorgegriffen, weswegen sich im Folgendem auf die Theorie nach Mie beschränkt wird.

Ein weiterer möglicher Zustand eines Hydrometeors könnte weitere Abweichungen zu dem hier simulierten verursachen. Mischzustände wie zum Beispiel *Spongy Hagel* bestehen zum einen Teil aus Wasser zum anderen Teil aus Eis, das die elektromagnetischen Eigenschaften und - Resonanzerscheinungen beeinflussen könnte. Man könnte zwar vermuten, dass sich dieser Zustand des synchronen Vorliegens von Wasser und Eis, wiederum als Mischform von dem in den Kapiteln 5.1.2 & 5.1.3 beschriebenen Verhalten ergibt. Dies wurde jedoch noch nicht bewiesen und bedarf somit noch weiteren Nachforschungen.

5.2. Verhaltensänderung in der Rückstreuung

Ähnlich zum Dämpfungsfaktor k besitzt auch Z neben der Tröpfchengröße D eine Abhängigkeit von N (siehe Kapitel 2.1.3), welche jedoch nicht wie bei der Dämpfung multiplikativ sondern additiv in dessen Berechnung eingeht:

$$Z(N, D) = Z(N = 1, D) + 10 \lg(N) \quad (5.8)$$

Somit ist jedoch die Differenz der Reflektivitäten zweier unterschiedlicher Bänder (wie zum Beispiel Ka- und C-Band) unabhängig von N und nur noch mit dem unterschiedlichen Verhalten des Rückstreuquerschnitts bei bestimmten mittleren Partikeldurchmessern zu erklären. Eigentlich sollten diese Unterschiede bei σ_{rs} für verschiedene Wellenlängen durch die in Gleichung 2.4 vollzogene Normierung verhindert werden, was jedoch ab einem wellenlängenspezifischen Partikeldurchmesser nicht mehr möglich ist. Das Problem hierbei ist, dass die Beziehung 2.4 nach Rinehart (1994) nur für Rayleighstreuung gilt, welche jedoch ab einem bestimmten Verhältnis zwischen D und λ nicht mehr angenommen werden kann. In der Radarmeteorologie liegt das Verhältnis für gültige Rayleighstreuung typischerweise bei $D/\lambda < 1/10$ (Hagen, 2010). Daraus resultiert im Ka-Band ($\lambda = 8,3\text{mm}$) ein maximaler Partikeldurchmesser von $D < 8,3\text{mm}$, bei dem die von Rayleigh aufgestellten Gesetze eine annehmbare Gültigkeit aufweisen. Überschreitet ein Partikel diesen Durchmesser, was für atmosphärische Hydrometeore sehr wahrscheinlich ist, wird die Rückstreuung durch Resonanzeffekte im Partikel beeinflusst, welche ebenfalls für die Dämpfung (siehe Kapitel 5.1) verantwortlich sind.

Im Folgendem wird anhand des bereits oben vorgestellten Radarsimulationsprogramm (siehe Abbildung 5.1) der Rückstreuoeffizient σ_{rs} und somit durch Gleichung 2.4 der Reflektivitätsfaktor Z für verschiedene Tropfendurchmesser, Tropfenquantitäten ($N = 1 - 10000$) bei einer monodispersen Größenverteilung und verschiedenen Frequenzbänder (C- und Ka-Band) simuliert. Dabei wird zwischen flüssigen und vereisten Hydrometeoren unterschieden, da es wegen des in Gleichung 2.4 vorkommenden variablen $|K|$ als notwendig erscheint. Desweiteren wird genauso wie in Kapitel 5.1 das Durchmesserspektrum, die Temperatur T und $|K|$ für den jeweiligen Aggregatzustand des Hydrometeors angepasst (flüssige Hydrometeore: $D = 10\mu\text{m} - 10\text{mm}$; vereiste Hydrometeore: $D = 10\mu\text{m} - 50\text{mm}$), jedoch Teilbereiche kleiner skaliert dargestellt.

5.2.1. Rückstreuung an flüssigen Hydrometeoren

Aus der Analyse von Abbildung 5.6 a) wird erkannt, dass Z_C (rote Kurve) sich bis zu einem Tropfendurchmesser $D \sim 4\text{mm}$ sehr gut mit der Rayleighnäherung abgeschätzt werden kann, während der Reflektivitätsfaktor des Ka-Bands Z_{Ka} (blaue Kurve) bei $D \sim 1\text{mm}$ der Resonanzbereich erreicht. Dies hat für den Bereich $1\text{mm} \leq D \leq 2,5\text{mm}$ zur Folge, dass $Z_C < Z_{Ka}$. Erreicht $D > 2,5\text{mm}$, so erfolgt eine starke Zunahme der Differenz $\Delta Z = Z_C - Z_{Ka}$ begleitet von starken Schwankungen aufgrund von Resonanzeffekten (siehe Abbildung 5.6 b)).

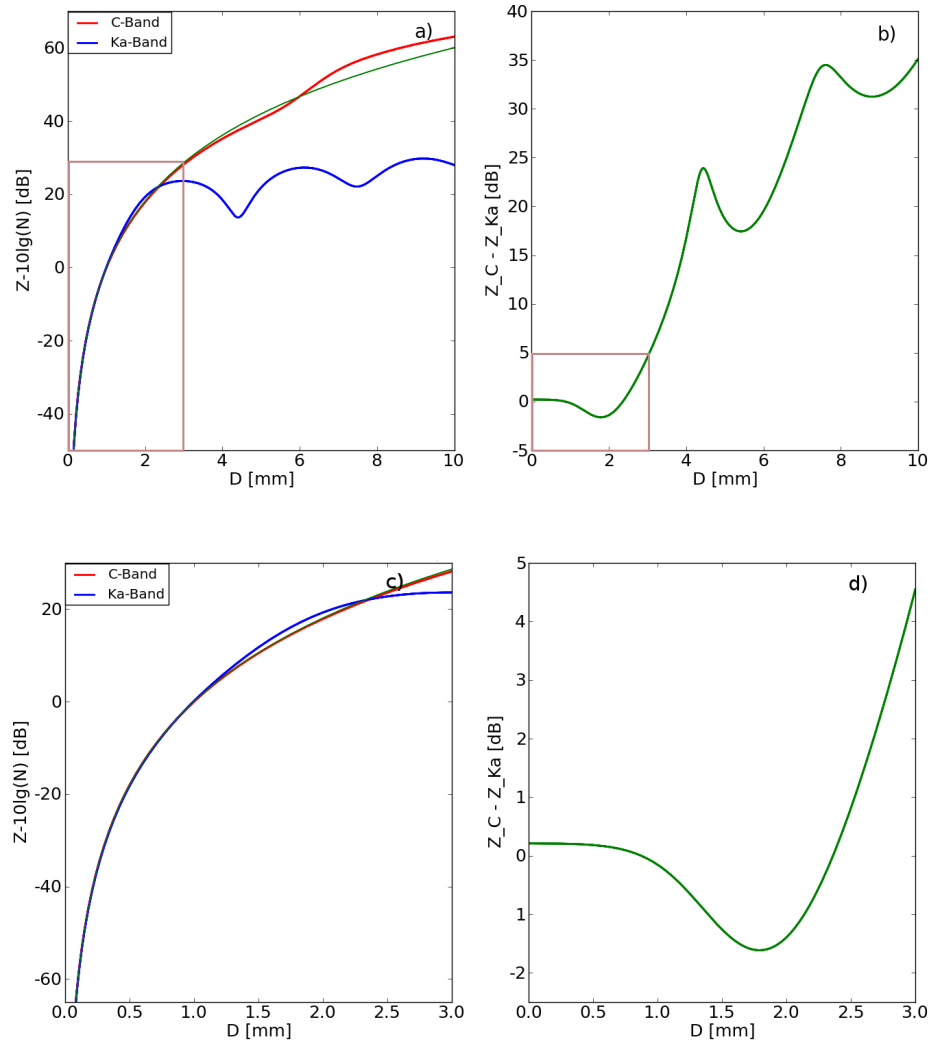


Abbildung 5.6.: **a), b)** Reflektivitätsfaktor Z in dBZ abhängig von D und N bei flüssigen Hydrometeore für das C- ($\nu = 5GHz$; rote Kurve) und das Ka-Band ($\nu = 36GHz$; blaue Kurve). **b), d)** Differenz des Reflektivitätsfaktors Z zwischen C- und Ka-Band. Es wurde eine monodisperse Verteilung, ein festes $|K|^2 = 0,93$, eine mittlere Temperatur $T = 5^\circ C$ und sphärische Partikel (Mie-Streuung) angenommen. Es wurde von oben nach unten ein kleinerer Wertebereich dargestellt, welcher im größeren Skalenbereich durch einen braunen Rahmen gekennzeichnet wird.

Bei dem für flüssigen Hydrometeoren typischen Durchmesserspektrum, das seinen Maximalwert bei $D \sim 4\text{mm}$ erreicht (siehe Kapitel 3.2), wird bei der Annahme einer monodispersen Tropfengrößenverteilung, aus der Simulation die maximale Differenz $\Delta Z \sim 17\text{dB}$ beim oben erwähnten maximalen Durchmesser, und ein Minimum von $\Delta Z \sim -2\text{dB}$ bei $D \sim 1,7\text{mm}$ festgestellt. Wie auch bei der Dämpfung, so ist auch bei der durch Mie berechneten Reflektivität eine Abweichung zum korrekten Wert im Allgemeinen anzunehmen.

Wie in Kapitel 6.1 ersichtlich ist, misst das Ka-Band Radar *MIRA36* bei einer Elevation von 90° , demnach senkrecht nach oben. Aufgrund dieser Perspektive erscheint die Oberfläche A_σ des Tropfens wieder als rund, da die Verformung nur entlang der Vertikalen auftritt. Somit ist anzunehmen, dass die theoretischen Berechnungen des Reflektivitätsfaktors zumindest in der in dieser Arbeit verwendeten Entfernung r zum Radar sehr gut mit den Messdaten harmonisieren.

5.2.2. Rückstreuung an vereisten Hydrometeoren

Ähnlich zu der Dämpfung an vereisten Hydrometeoren verhält sich auch deren Rückstreuung. Im Gegensatz zu flüssigen Hydrometeoren bemerkt man in Abbildung 5.7 f) erste Abweichung von Z_{Ka} zu Z_C bei einem Partikeldurchmesser $D \sim 1\text{mm}$, nach diesem ΔZ sofort eine von D abhängige potenzielle Zunahme erfährt, welche bis $D \sim 4\text{mm}$ beibehalten wird (siehe Abbildung 5.7 d)). Der weitere Verlauf von ΔZ wird nach diesem Partikeldurchmesser mehr und mehr von Schwankungen begleitet, welche aus den Resonanzerscheinungen des Ka-Bands abgeleitet werden können (siehe Abbildung 5.7 a),b)). Insgesamt stellt sich ein geringeres ΔZ bei eisförmigen Hydrometeoren ein, als bei flüssigen, das an der im Vergleich zu Abbildung 5.6 a) höheren Zunahme von Z_{Ka} und niedrigeren Anstieg von Z_C im Resonanzbereich liegt (siehe Abbildung 5.7 c)).

Bei der Simulation von vereisten Hydrometeoren treten neben den bereits in Kapitel 5.1.3 erwähnten Abweichungen vom exakten Wert, weitere, schwer zu berechnende Probleme auf. Vereiste Hydrometeore können, wie bereits in Kapitel 3.3 erwähnt, je nach Art und Zustand taumelnde Eigenschaften besitzen, welche sich unmittelbar auf polarimetrische Variablen und somit auch auf das untersuchte Z_{HH} (siehe Kapitel 2.2) auswirken könnte. In Dölling (1997) wurde dieses veränderte Verhalten vor allem bei schmelzende Eispartikeln beschrieben, jedoch zur Simulation in Kapitel 5.3 nicht einkalkuliert, was aber gerade bei der in dieser Arbeit betrachteten stratiformen Bewölkung zu Abweichungen führen könnte.

5.3. Ergebnisse eines simulierten Höhenprofils

Ziel dieses Kapitels ist es nun zu erörtern, in welcher Form das in Kapitel 5.1 und 5.2 beschriebene Verhalten sich in einem vorgegebenen Profil von tropfencharakterisierenden atmosphärischen, jedoch vom Radar erfassten Parametern wie Fallgeschwindigkeit w_D , Regenrate R oder LWC widerspiegelt. Um dies zu erreichen wird die obenbeschriebene Simulation (siehe Abbildung 5.1) über ein gesam-

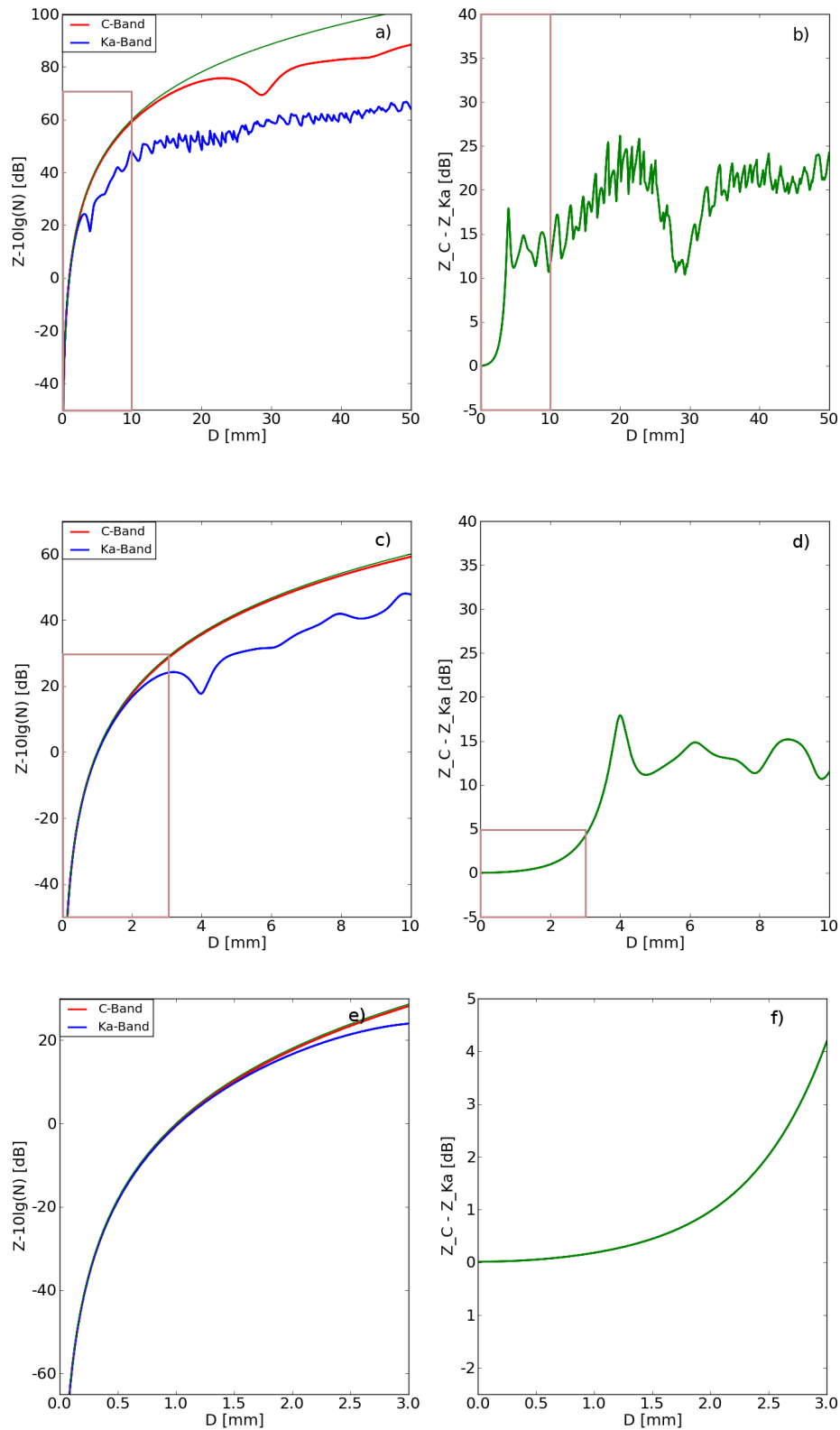


Abbildung 5.7.: **a), c)** Reflektivitätsfaktor Z in dBZ abhängig von D und N bei festen Hydrometeore für das C- ($\nu = 5GHz$; rote Kurve) und das Ka-Band ($\nu = 36GHz$; blaue Kurve). **b), d)** Differenz des Reflektivitätsfaktors Z zwischen C- und Ka-Band. Es wurde eine monodisperse Verteilung, ein festes $|K|^2 = 0,197$, eine mittlere Temperatur $T = -5^\circ C$ und sphärische Partikel (Mie-Streuung) angenommen. Es wurde von oben nach unten ein kleinerer Wertebereich dargestellt, welcher im größeren Skalenbereich durch einen braunen Rahmen gekennzeichnet wird.

tes Profil angewandt, wobei die Eingabeparameter durch weitere im Folgenden beschriebene Approximationen aus zum Beispiel der Regenrate R erhalten wurden. Desweiteren mussten natürlich auch die Berechnungen von k - und Z -Profilen verändert werden, wie es im weiteren Verlauf der Arbeit genauer nachzulesen ist.

Zuerst wurde eine monodisperse Verteilung des Regentropfendurchmessers im Volumen angenommen, wodurch Gleichung 5.7, wie in Kapitel 5.1.2 bereits beschrieben, durch einen festen Durchmesser D und einer volumenspezifisch unveränderlichen Tropfenzahldichte n beschrieben werden kann. Mit der Annahme einer windstillen Atmosphäre ($w = 0$) ist es zudem möglich, anhand Gleichung 3.2 und 3.3 und etwas Umformung den Tropfendurchmesser D durch die Dopplergeschwindigkeit w_D zu beschreiben:

$$D = -\frac{1}{0,6} \ln\left(\frac{9,65 + w_D}{10,3}\right) \quad [mm], \quad (5.9)$$

wobei hier die Temperaturabhängigkeit (siehe Gleichung 3.4) vernachlässigt wurde. Mit dem dadurch erhaltenen Höhenprofil von D ist es nun ein Leichtes, aus der angenommenen Entwicklung von LWC mit der Höhe die volumenspezifische Anzahl N mit Gleichung 5.7 zu ermitteln und durch Anwendung von Quickbeamroutine (siehe Abbildung 5.1) das frequenzspezifische Profil des Reflektivitätsfaktors Z und des Dämpfungskoeffizienten k zu berechnen.

Im Folgenden werden, wie in Kapitel 6, die Reflektivitätsfaktoren eines Ka-Band Radars mit Elevation bei 90° (Z_{Ka}) und im C-Band mit sich verändernder Elevation Z_C betrachtet, wobei beim zuletzt genannten Z eine zu vernachlässigende Dämpfung angenommen wird (siehe Kapitel 5.1.2). Im Gegensatz dazu erfährt der berechnete, ungedämpfte Reflektivitätsfaktor des Ka-Bandes Z_{Ka}^{unatt} eine durch Hydrometeore abschwächende Wirkung, welche mit der Entfernung zum Radar (hier mit der Höhe) erhalten bleibt und somit beschrieben werden kann mit:

$$(Z_{Ka}^{att})_l = (Z_{Ka}^{unatt})_l + 2 \times \sum_{i=1}^{l-1} (k_{Ka})_i \times (H_i - H_{i-1}) \quad [dBZ]. \quad (5.10)$$

$(Z_{Ka}^{att})_l$ bezeichnet dabei den durch atmosphärische Dämpfung korrigierten Reflektivitätsfaktor $(Z_{Ka}^{unatt})_l$ bei einem Level l , welches in einer Höhe H_l lokalisiert ist. Da der Dämpfungsfaktor k_{Ka} in $[dB/km]$ beschrieben wird, ist für die Berechnung der gewünschten vertikalen Auflösung eine Skalierung nötig, welche mit $(H_i - H_{i-1})$ in Gleichung 5.10 eingeht. Der Faktor 2 resultiert aus der Tatsache, dass der betrachtete Radarstrahl das dämpfende Volumen beim Weg zum Target und wieder zurück zum Radar und somit doppelt erfährt. Führt man die oben beschriebenen Berechnungen mit einem LWC - und w_D -Profil aus, das in etwa denen in der Datenanalyse (siehe Kapitel 6) entspricht, müsste nach der Hypothese, die diese Arbeit befolgt, das simulierte $(Z_{Ka}^{att})_l$, bis auf die in Kapitel 5.2 beschriebenen Mieeffekte, die gleichen Werte aufweisen wie $(Z_C)_l$.

Die Vorstellung einer monodispersen Tropfengrößenverteilung beschreibt jedoch nur sehr ungenau den Aufbau einer realen Atmosphäre, weswegen es notwendig erscheint, das Durchmesserspektrum D der im Volumen vorkommenden

Tropfen komplett zu betrachten. Die Gültigkeit von Gleichung 5.10 bleibt dabei erhalten. Lediglich zur Berechnung der Eingabeparameter, $N(D)$ und D , für das verwendete Simulationsprogramm (siehe Abbildung 5.1) bedarf es nun eines anderen Weges, da weder mit w_D noch mit LWC das gesamte Durchmesserspektrum D beziehungsweise die Tropfengrößenverteilung $N(D)$ beschrieben werden kann. Zur Simulation dieser Arbeit wird sich daher einer in der Radarmeteorologie anerkannten Näherung von $N(D)$ bemächtigt - die exponentielle Verteilung nach Marshall & Palmer (1948):

$$N(D) = N_0 \exp(-\Lambda D) \quad [mm^{-1}m^{-3}], \quad (5.11)$$

wobei

$$\Lambda = 4,1 R^{-0,21} [mm^{-1}] \quad N_0 = 8000 [mm^{-1}m^{-3}] \quad (5.12)$$

Diese Verteilung bildet zwar vor allem bei kleinen Tropfendurchmessern ein mangelhafte Näherung zur Realität, sollte jedoch vorerst zur Simulation von Z_{Ka}^{att} genügen, vor allem da zur Berechnung von $N(D)$ zum Durchmesserspektrum D nur noch eine angenommene Regenrate R benötigt wird, dessen Höhenprofil durch eine analytische Funktion ausgedrückt wurde (siehe Gleichung 5.13).

$$R(h) = \begin{cases} 0 [mm/h], & \text{wenn } H < 1km \\ 20 - (10(H - 1))^2 [mm/h], & \text{wenn } 1km \leq H < 2km \\ 20 - 10(H - 1) [mm/h], & \text{wenn } H \geq 2km \end{cases} \quad (5.13)$$

Anhand dieser Funktion wurde ein LWC -Profil erzielt, welches mit dem aus Messungen gewonnenen (siehe Kapitel 6.3.1) vergleichbar ist. Dabei wäre es möglich die Breite von D beliebig groß zu gestalten, da, wegen der rapiden Abnahme von $N(D) \rightarrow 0$ mit zunehmendem Durchmesser D (siehe Abbildung 5.8 a)), die überschätzten Werte des angenommenen D -Spektrums mit einem zu vernachlässigen, kleinem k beziehungsweise Z assoziiert werden (siehe Abbildung 5.4-5.7). Im Gegensatz dazu wird wegen der exponentiellen Charakteristik der Marshall-Palmer-Verteilung für kleine Tropfendurchmesser ein extrem hohes N erreicht, welches, wie bereits von Marshall & Palmer (1948) postuliert, im Vergleich zu realen Werten überschätzt wird.

Eine Möglichkeit das Spektrum von D bei künftigen Retrievalberechnungen an Messwerten, annähernd ebenfalls für kleine Durchmesser zu begrenzen, stellt eine Methode dar, dessen Ursprung in den Ergebnissen von Melchionna et al. (2008) liegt. Interpretiert man Abbildung 4.2 etwas weiter, so könnte es möglich sein, SNR mit $N(D)$ zu assoziieren und somit die Breite des Spektrum besser einzugrenzen oder zumindest die in Abbildung 5.8 a) dargestellte Marshall-Palmer-Verteilung $N(D, R)$ (beige Kurve) in gewisser Form mit $SNR(D, R)$ (braune Kurve) zu wichten. Der Beleg dieser Annahme war im Zuge dieser Arbeit jedoch nicht möglich und sollte deswegen vor dessen Anwendung näher analysiert werden.

Zusätzlich zur Berechnung der Reflektivitätsfaktoren und des Dämpfungskoeffizienten lässt sich nun auch der Flüssigwassergehalt LWC durch Intergration

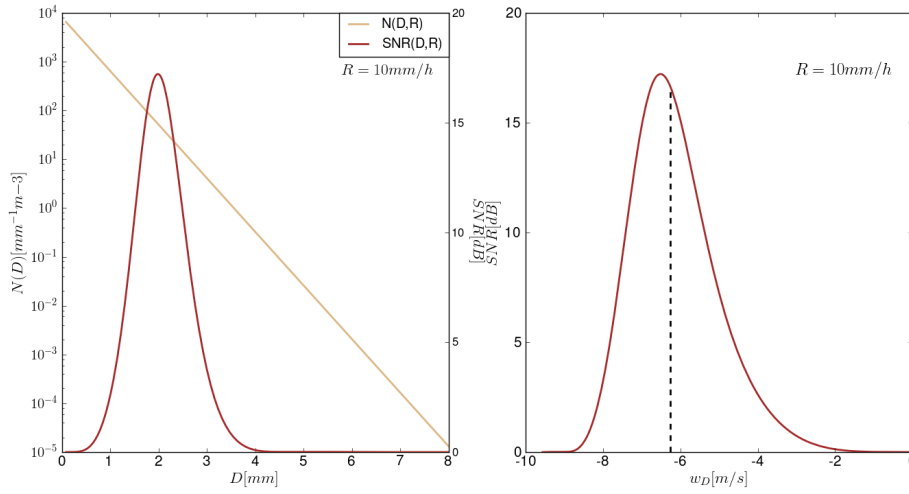


Abbildung 5.8.: **a)** Darstellung der Marshall-Palmer-Verteilung $N(D, R)$ (beige Kurve) bei einer Regenrate von $R = 10 \text{ mm/h}$, wohingegen die braune Kurve, das zu dieser Verteilung durch *Quickbeam* simulierte SNR -Spektrum darstellt. Dabei wurde ein SNR angenommen, das viermal größer ist als das berechnete z_{Ka} . **b)** Die braune Kurve beschreibt das in Gleichung 3.3 eingesetzte D aus a) und stellt somit das Verhalten von SNR entlang des Dopplerspektrums $w_D(D)$ dar. Die gestrichelte Linie zeigt die, durch Faltung von SNR und $w_D(D)$ gewonnene mittlere Dopplergeschwindigkeit bei Annahme einer Marshall-Palmer-Verteilung bei $R = 10 \text{ mm/h}$

vom nun bekannten D und $N(D)$ mit Gleichung 2.9 herleiten. Nutzt man wie bei der monodispersen Verteilung, das aus der Praxis bezogene Wissen der Entwicklung von LWC mit der Höhe, ist es durch Rückrechnung möglich ebenfalls ein geeignetes Höhenprofil der Regenrate R_h zu ermitteln.

Zur Berechnung des $\text{SNR}(D, R)$ in Abbildung 5.8 sowie in der Radarsimulation dieser Arbeit wurde ein Wert angenommen, welcher um ein vierfaches größer als der simulierte Reflektivitätsfaktor z_{Ka} (beziehungsweise um 6.02 dB größer als Z_{Ka}) ist. Da das SNR , wie in Kapitel 2.1.3 erwähnt, eine eher technische Größe darstellt, ist eine willkürliche Annahme zu Simulationszwecken legitim, weil sich bei Beachtung der radarspezifischen Werte nur der Betrag, nicht aber die hier interessierende Form des SNR -Spektrums verändert. Wird nun ein SNR über das gesamte Durchmesserspektrum D erstellt, so erhält man die gaußförmige Kurve, wie sie in Abbildung 5.8 a) dargestellt ist. Mit der Annahme einer windstillen Atmosphäre ($w = 0$) ist es ebenfalls möglich anhand Gleichung 3.3 ein Dopplerspektrum $w_D(D)$ ähnlich zu dem Gemessenen von Melchionna et al. (2008) zu erzeugen und gegen $\text{SNR}(D)$ aufzutragen (siehe Abbildung 5.8 b)). Vergleicht man nun Abbildung 4.2 C) mit Abbildung 5.8 b) fällt eine sehr starke Ähnlichkeit dieser beiden Diagramme auf, was die Vermutung nahelegt, dass das $\text{SNR}(D)$ beziehungsweise Z_{Ka} und somit auch der Dämpfungsfaktor k korrekt mit dem Simulationsprogramm dieser Arbeit berechnet wird. Es konnte sogar die kleine Assymetrie (siehe Abbildung 5.8 b)), welche bereits bei Melchionna et al. (2008) durch Messdaten (siehe graue Schattierung in Abbildung 4.2 C)) erhal-

ten wurde, nachempfunden werden. Somit ermöglicht das simulierte SNR die Berechnung der im Volumen auftretenden mittleren vertikalen Geschwindigkeit, welche nun analog zu Kapitel 2.2.2 und 6 als w_D deklariert wird. Zur Berechnung von w_D ermittelt Melchionna et al. (2008), im Fall der Form des hier simulierten Spektrums, den Wert des Dopplerspektrums $w_D(D)$ bei dem sich $SNR(D)$ maximiert und verwendet diesen zur Beschreibung ihrer sogenannten *modalen Fallgeschwindigkeiten*. Da es sich jedoch bei w_D um einen Mittelwert über alle Tropfen im Volumen handeln soll, wird das SNR der vorliegenden Arbeit als Wichtung für $w_D(D)$ interpretiert und folgt somit die bereits oben aufgestellten Hypothese, $SNR(D)$ mit $N(D)$ zu assoziieren. Aus der Halbierung der Faltungsfunktion $SNR * w_D(D)$ erhält man letztendlich einen Wert, der der mittleren Dopplergeschwindigkeit w_D zugeordnet werden kann und in Abbildung 5.8 b) als schwarze gestrichelte Linie abgebildet ist, welche die $w_D(D)$ -Achse beim berechneten Wert von w_D schneidet. Diese Methode konnte zwar noch nicht belegt werden, erscheint jedoch als eine bessere Annäherung an die mittlere Dopplergeschwindigkeit w_D , als die von Melchionna et al. (2008) verwendete Methode des SNR -Maximums, da mit diesem Verfahren wirklich der Mittelwert des Dopplerspektrums berechnet wird.

Zur Erstellung von Abbildung 5.9 wird desweiteren angenommen, dass analog zu dem in Kapitel 6.3 beschriebenen, aus Daten gewonnenen Fallbeispiels, die Höhe der Schmelzschicht bei $H = 3,5 km$ beginnt, deswegen der Hauptbestandteil der im Volumen auftretenden Hydrometeore oberhalb dieser Grenze aus Eis besteht, somit dem in den Kapiteln 5.1.3 und 5.2.2 beschriebenen Verhalten und deswegen auch den Eingabeparametern ($T = -5^\circ C$; $|K|^2 = 0,197$) befolgt. Der simulierte Flüssigwassergehalt LWC , sollte daher ab dieser Grenze als sogenannter IWC (Gehalt gefrorenen Wassers) interpretiert werden. Analog dazu werden unterhalb der Schmelzschicht überwiegend flüssige Hydrometeore angenommen, weswegen hier die Eingabeparameter auf $T = 5^\circ C$ und $|K|^2 = 0,93$ festgelegt wurden. Im Folgenden wird nun das durch Simulation erstellte Höhenprofil in Abbildung 5.9 mit dem dazu komplementären Fallbeispiel in Abbildung 6.9 verglichen, da aufgrund des sehr ähnlichen LWC -Profils, diese beiden Abbildung theoretisch nahezu identisch sein müssten.

Im Vergleich zu den gemessenen Daten verhält sich das simulierte Z_C (rote Kurve) bis zum Beginn der Schmelzschicht sehr ähnlich, erfährt jedoch oberhalb dieser eine geringere Abnahme, was zum einen aus dem zu hoch berechneten IWC resultieren könnte. Zum Anderen besteht aber auch die Möglichkeit, dass wegen der kristallinen (nicht mehr kugelförmigen) Form der Eiskristalle, die Mieapproximation der Simulation ab dieser Höhe nicht mehr zulässig ist. Bedenklicher ist jedoch, die in Abbildung 5.9 b) gezeigte Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ bei $1 km < H < 3 km$, welche im Gegensatz zu Abbildung 6.9 b), um ein vielfaches weniger ansteigt. Da jedoch das simulierte Z_C ein annehmbares Verhalten in diesen Höhen annimmt, kann dies kaum an der Wahl der für die Simulation notwendigen Eingabeparameter R und D liegen, da eine Änderung dieser sich ebenfalls auf Z_C auswirkt. Vielmehr liegt die Vermutung nahe, dass dies Auswirkungen der *Marshall-Palmer-Verteilung* sind, dessen Näherung im vorliegenden Fallbeispiel nicht mehr angenommen werden kann.

Das sehr ähnliche Verhalten der Differenz über der Schmelzschicht, ist nur sehr vage zu begründen, da die dort vorherrschenden Eiskristalle bereits zu Abweichungen bei Z_C führen können. Nimmt man jedoch an, dass die Simulation der Reflektivitätsfaktoren bei vereisten Hydrometeore korrekt mit Mienäherung angenommen werden kann, könnte man mit äußerster Vorsicht die Behauptung aufstellen, dass die angewandte Marshall-Palmer-Verteilung, obwohl diese nur Gültigkeit für Regentropfen besitzt (Marshall & Palmer, 1948), für den Bereich oberhalb der Schmelzschicht eine sehr gute Näherung zur realen Tropfengrößenverteilung darstellt. Es wurde zwar ein zu hohes IWC für diese Höhen in der Simulation berechnet, welches jedoch wegen des annähernd richtig berechneten D (mehr dazu wird im Folgenden beschrieben), nur noch Auswirkungen auf die Tropfenanzahl im Volumen N hat. Diese bewirkt nach Kapitel 5.2 aber keine Veränderung in der Differenz, was das simultane Verhalten mit der Höhe von Realität und Simulation erklären könnte.

Wie in den Abbildungen 5.9 c) und 6.9 c) ersichtlich ist, weichen die Dopplergeschwindigkeiten (blaue Kurven) in den Höhen oberhalb der Schmelzschicht sehr voneinander ab. Während in der Simulation w_D und somit D nahezu identisch mit der Höhe bleibt, nimmt die Dopplergeschwindigkeit des Fallbeispiels vor allem oberhalb der Schmelzschicht sehr rapide ab. Dies liegt jedoch nicht unbedingt an einer Abnahme von D beziehungsweise von der Fallgeschwindigkeit w_F (welche in der Simulation w_D entspricht ($w = 0$)). Zum einen könnten Aufwinde ($w > 0$) w_F vermindern, wodurch der Betrag von w_D abnehmen würde. Zum anderen ist es eigentlich nicht mehr legitim bei Eiskristallen w_F durch Gleichung 3.3 auszudrücken, da diese andere aerodynamische Eigenschaften besitzen. Aus der Umrechnung der simulierten mittleren Dopplergeschwindigkeit in einer Höhe von $4,2\text{km}$ ($(w_D)_{H=4,2\text{km}} = -6,27\text{m/s}$) mittels Gleichung 5.11, erhält man einen mittleren Durchmesser $D = 1,86\text{mm}$. Betrachtet man nun in Abbildung 3.6 die aus Messungen erhaltene mittlere Fallgeschwindigkeit für vereiste Hydrometeore bei diesem Durchmesser D , so bekommt man näherungsweise ein w_F von $-1,5\text{m/s}$, was eine relativ gute Approximation zu w_D in Abbildung 6.9 c) bildet. Somit ist anzunehmen, dass der Durchmesser D annähernd korrekt durch die Simulation dargestellt wird, was die Vermutung, dass die Abweichung der simulierten Differenz vom Realwert, aus der nicht mehr anzunehmenden Marshall-Palmer-Verteilung resultiert, immer nahe liegender macht.

Aus der Analyse der simulierten spektralen Breite σ_D (grüne Kurve in Abbildung 5.9 c)), erhält man ein weiteres Argument für diese These. Diese nimmt im Vergleich zu Abbildung 6.9 c) (grüne Kurve) erstaunlich hohe Werte an. Diese Abweichung könnte jedoch aus der fehlenden Begrenzung zu kleinen Durchmessern in der Marshall-Palmer-Verteilung resultieren.

Wie anhand des simulierten Z_{Ka}^{unatt} (blaue gestrichelte Kurve in Abbildung 5.9 a)) zu erkennen ist, kann die Dämpfung des Ka-Bandes k_{Ka} durch Gleichung 5.10 mit sehr guter Näherung beschrieben werden. Zwar geht die zu sehr vereinfacht angenommene Marshall-Palmer-Verteilung ebenfalls in die Berechnung von k_{Ka} ein (siehe Gleichung 5.4), übt jedoch anscheinend weniger Einfluss aus, als bei der Simulation des Reflektivitätsfaktors. Genau dieser sollte jedoch korrekt berechnet werden, um diese Simulation auch auf gemessene Daten sinnvoll anwenden zu

können.

Zusammenfassend hat sich demnach durch das in dieser Arbeit entwickelte Retrieval-Verfahren eine Möglichkeit ergeben, mittels einer einzigen mit dem Radar zu messenden Größe (vorzugsweise R), die Dämpfung im betrachteten Volumen annähernd gut zu quantifizieren. An einer geeigneten Tropfengrößenverteilung sollte noch gearbeitet werden, um ebenfalls für den Reflektivitätsfaktor Z korrektere Werte zu erhalten und somit eine Anwendung auf gemessene Daten zu ermöglichen. Mit der Lösung dieses Problems gewinnt man jedoch sozusagen eine neue unabhängige Gleichung zur Beschreibung wenigstens einer der noch vielen Unbekannten in der Radarmeteorologie. Mehr dazu ist jedoch in Kapitel 7.2 erwähnt.

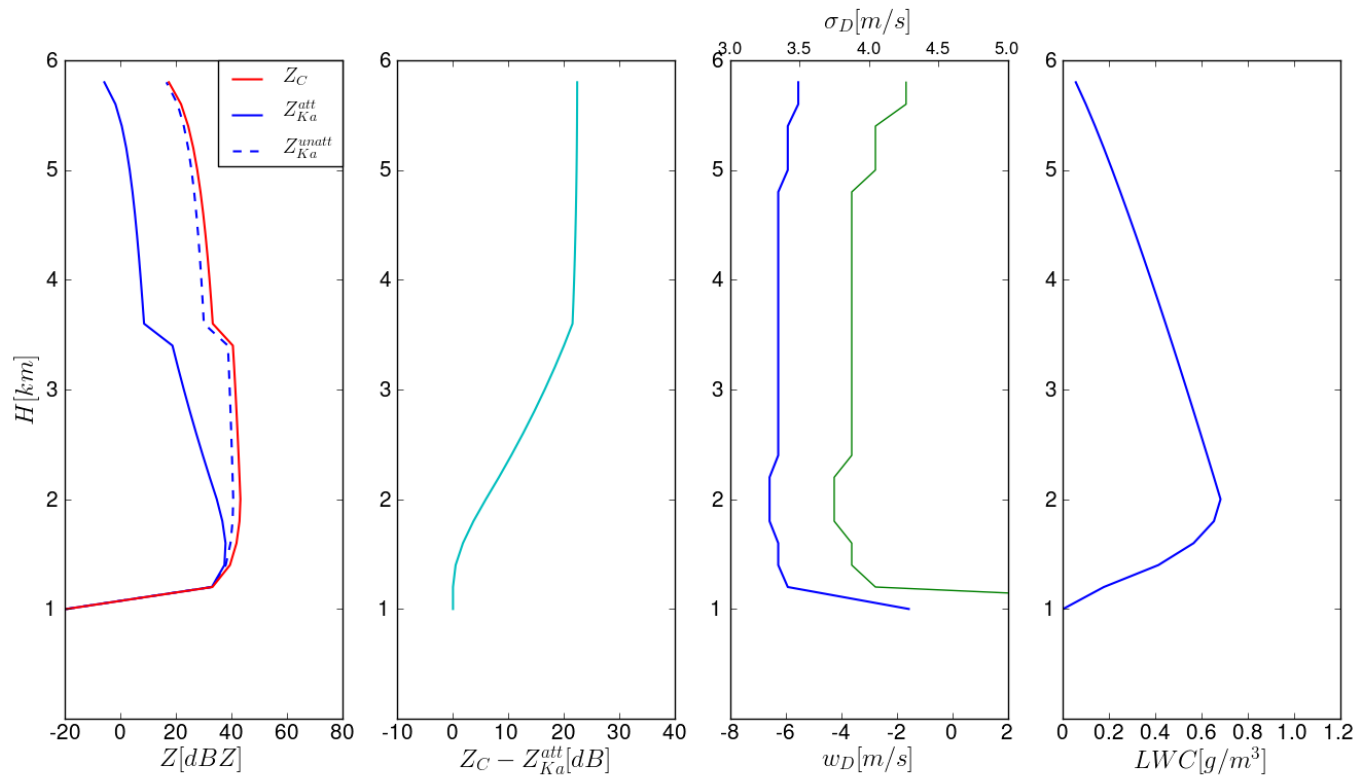


Abbildung 5.9.: Simulierte Höhenprofil aus einem vordefiniertem LWC (vierte Abbildung von links) über das durch Annäherung das für die Simulation benötigte R -Profil ermittelt wurde. Die Höhe der Schmelzschicht wurde auf $H = 3,5 km$ gesetzt. Anhand des entwickelten Retrievalverfahrens wurden im ersten Profil von links die Werte von Z_C (rote Kurve), Z_{Ka}^{att} (blaue durchgezogene Kurve) sowie Z_{Ka}^{unatt} aufgetragen. Das zweite Profil von links zeigt dabei die Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$. Im dritten Profil von links ist die mittlere vertikale Dopplergeschwindigkeit w_D (blaue Kurve) und deren spektrale Breite σ_D (grüne Kurve) dargestellt. Diese Abbildung soll als Komplementär zu Abbildung 6.9 interpretiert werden.

5.4. Systematik

Wie in Kapitel 5.3 erwähnt, sind korrigierende Maßnahmen von Radarmesswerten zu weit vorgegriffen, weshalb dieses in dieser Arbeit noch nicht auf die in Kapitel 6 analysierten Daten angewendet werden kann. Jedoch besteht die Möglichkeit aus den Kapiteln 5.1 und 5.2 das grobe Verhalten der in Kapitel 6.3 dargestellten Profile zu beschreiben und zu zeigen, dass die Technik des Retrieval-Verfahrens im Allgemeinen Gültigkeit besitzt. Somit ist dieses Kapitel als eine Zusammenfassung von Kapitel 5.1 und 5.2 anzusehen, dessen Anwendbarkeit bereits in Kapitel 5.3 bewiesen wurde und als Brücke zwischen Simulation und Praxis dienen soll.

Da die Wirkung von Eiskristallen noch viele Unsicherheiten mit sich bringt, wird sich in diesem Kapitel nur mit *Dämpfungseffekten* (siehe Kapitel 5.1.2) und *Mieeffekten* (siehe Kapitel 5.2.1) von flüssigen Hydrometeoren befasst, welche in Tabelle 5.1 zusammengetragen werden.

Während der Transmission der elektromagnetischen Welle eines Radars durch die Atmosphäre wird sie durch die atmosphärische Partikel (Hydrometeore) wegen Resonanzen bei der Streuung gedämpft. Diese atmosphärische Dämpfung besitzt eine starke λ -Abhängigkeit, weswegen bei der Analyse des Reflektivitätsfaktors Z von Radaren unterschiedlicher Wellenlänge Beachtung geschenkt werden muss. Im Durchmesserspektrum von flüssigen Hydrometeoren ($D < 4mm$) nimmt dabei der Dämpfungskoeffizient des C-Bands k_C sehr kleine Werte an, weswegen angenommen werden kann, dass hier die Dämpfung im C-Band keine Rolle spielt. Im Gegensatz dazu weicht k_{Ka} bei einem Durchmesser von $D > 1mm$ zunehmend von $0dB/km$ ab, woraus eine Unterschätzung von Z_{Ka} folgt. Dabei summiert sich der Dämpfungsfaktor vom (hier) untersten Höhenlevel $l = 0$ bis kurz unter der betrachteten Höhe ($l = l_H - 1$) und muss wegen des Hin- und Rückwegs doppelt gewertet werden. Desweiteren hängt k neben D auch linear von N ab, das bei bekannter Hydrometeorgröße mit dem berechneten LWC in Verbindung gebracht werden kann.

Ein weiteren Effekt beinhaltet die Veränderung der Rückstreuung aufgrund von Resonanzerscheinungen im Miebereich. Dieser beeinflusst direkt den Reflektivitätsfaktor Z , ist jedoch analog zu Dämpfung im betrachteten Durchmesserspektrum kaum im C-Band ausgeprägt und muss somit nur im Ka-Band berücksichtigt werden. Dabei verstärkt der Mieeffekt die bereits durch die Dämpfung bewirkte Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ ab einem Durchmesser von $D > 2,5mm$, addiert sich jedoch im Gegensatz zu Dämpfung nicht über mehrere Höhenlevel. Zwar bewirkt der Mieeffekt bei einem Durchmesser $D \sim 1,7mm$ eine negative Differenz, welche jedoch wegen der bereits vorherrschenden Dämpfung, welche immer eine positive Differenz verursacht, kaum festzustellen sein wird. Die Veränderung der Rückstreuung aufgrund von Resonanzerscheinungen im Miebereich besitzt im Gegensatz zur Dämpfung lediglich eine Abhängigkeit vom Durchmesser D , weswegen das Phänomen des Differenzzunahme aufgrund von Mieeffekten am besten in Profilen mit geringem LWC beobachtet werden könnte.

Da aus den Messdaten keine Information über den vorherrschenden Tropfen-

durchmesser im Volumen erhalten werden kann, wird in Kapitel 6.3 auf die kohärente Hydrometeor-Klassifikation (siehe Kapitel 4.3) zurückgegriffen, in der D durch die Fallgeschwindigkeit w_F mit Gleichung 3.3 approximiert wird. Mit Berücksichtigung auf die vertikale Windgeschwindigkeit w ist es somit möglich anhand der gemessenen Dopplergeschwindigkeit w_D den Tropfenradius D und somit die wirkenden Effekte abzuschätzen.

Tabelle 5.1.: Systematik von atmosphärischer Dämpfung und Verhaltensänderung in der Rückstreuung

Dämpfungseffekt	Mieeffekt
$k_{Ka} > 0 \text{ dB/km}$	$Z_C - Z_{Ka}^{unatt} > 0 \text{ dB}$
$D > 1 \text{ mm}$	$D > 2,5 \text{ mm}$
$LWC > 0$	-
$w_F < -4 \text{ m/s}$	$w_F < -7,4 \text{ m/s}$

Die in Tabelle 5.1 zusammengetragene Systematik stellt jedoch nur eine Richtlinie dar, da die aus Kapitel 5.1.2 und 5.2.1 erhaltenen Grenzwerte aufgrund der dort fehlenden Tropfengrößenverteilung abweichen können.

6. Datenanalyse

In der in diesem Kapitel durchgeführten praxisbezogenen Analyse wird die Richtigkeit der in Kapitel 5 aufgestellten Theorie anhand eines Datensatzes eines Tages der sogenannten *COPS-Kampagne* überprüft und für eventuelle Abweichungen erweitert. Um einen Einblick in die atmosphärischen und messtechnischen Gegebenheiten zu gewähren, wird in Kapitel 6.1 neben der Verarbeitung der gemessenen Datensätze auch auf die Witterungsbedingungen eingegangen und es werden die verwendeten Messinstrumente beschrieben. In Kapitel 6.2 folgt zunächst eine statistische Betrachtung eines ausgewählten Tages, welche ein Grundverständnis über die Problematik der in Kapitel 5 beschriebenen Theorie bei gemessenen Daten bilden soll. Wie zu erwarten ist, genügt diese statistische Betrachtung nicht zum praktischen Beweis der Dämpfungseffekte, weswegen in Kapitel 6.3 einzelne Fallbeispiele anhand der in Kapitel 5.4 aufgestellten Systematik lokalisiert und quantifiziert wird.

Im Sommer 2007 vom 1. Juni 2007 bis 31. August 2007 fand eine Messkampagne *COPS* (**C**onvective and **O**rographically-induced **P**recipitation **S**tudy) zur näheren Erforschung von Niederschlag und dessen Messung statt. Dabei operierte das verwendete Messnetz, bestehend aus einer Vielzahl an Geräten, im Grenzgebiet von Ostfrankreich und Südwestdeutschland. Ihre Messungen erstreckten sich von den Vogesen über den Rheingraben und den Schwarzwald bis in die Schwäbische Alb, deren komplexer geographischer Aufbau eine Möglichkeit bietet, orographisch entstandene Niederschlagsereignisse zu erforschen, ihre Prognose zu verbessern und deren Vermessung zu optimieren (Wulfmeyer et al., 2008). Dadurch wurde unter anderem eine große Anzahl von Daten aus Messungen mehrerer Radargeräte unterschiedlicher Wellenlängen gewonnen. Diese Daten bilden eine Basis zur Analyse des in Kapitel 5 beschriebenen Verhaltens.

6.1. Datenverarbeitung und Messbedingungen

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Datensätzen, handelt es sich um Messwerte von zwei polarimetrischen Radars im C- und im Ka-Band, welche im optimalen Fall das in Kapitel 5 beschriebene Verhalten aufweisen sollten. Desweiteren sollen Messungen des verwendeten Scientec Fas64 Doppler Sodar und mehrerer Sondierungen eventuelle Abweichungen der Radarwerte von der erwünschten Systematik (siehe Kapitel 5) unterstützend erklären. Dabei handelt es sich bei MIRA36, bei der Sondierung sowie beim Sodar um Datenreihen, welche das Verhalten ihrer jeweils gemessenen Variablen in einem vertikalen Höhenprofil wiedergibt, welches sich direkt über den messenden Geräten befinden soll. Es ist natürlich zu beachten, dass die Sondierung mittels Ballons eine solche Annahme nicht zulässt,

jedoch die Abweichungen wegen des sehr gering vorrausgesetzten horizontalen Temperaturgradienten zur ungefähren Bestimmung der Höhe der Schmelzschicht, vernachlässigt werden können. Die Standorte von MIRA36 (MI/UHH), Scientec Fas64 Doppler Sodar (ICAS) und des Sondenstart (ICAS) befanden sich an einer sogenannten *Supersite* von COPS, welche bei $48,64^{\circ}\text{Nord}$, $8,07^{\circ}\text{Ost}$ (Achern) lokalisiert war, während POLDIRAD sich bei $48,74^{\circ}\text{Nord}$, $7,63^{\circ}\text{Ost}$ (nordwestlich von Straßburg) befand. Dies führte Volumenmessungen über mehrere Azimutwinkel in einem Zehn-Minuten-Intervall durch, wodurch zu dem vertikalen Verhalten der Radargrößen in der Atmosphäre ebenfalls mehrere sogenannte *PPIs* (Plan Position Indicator) zur Analyse gewonnen wurden. Die vertikale Auflösung des von POLDIRAD gemessene Höhenprofil beträgt minimal 10m , nimmt jedoch mit zunehmender Höhe größere Werte an (mehr dazu in 6.1).

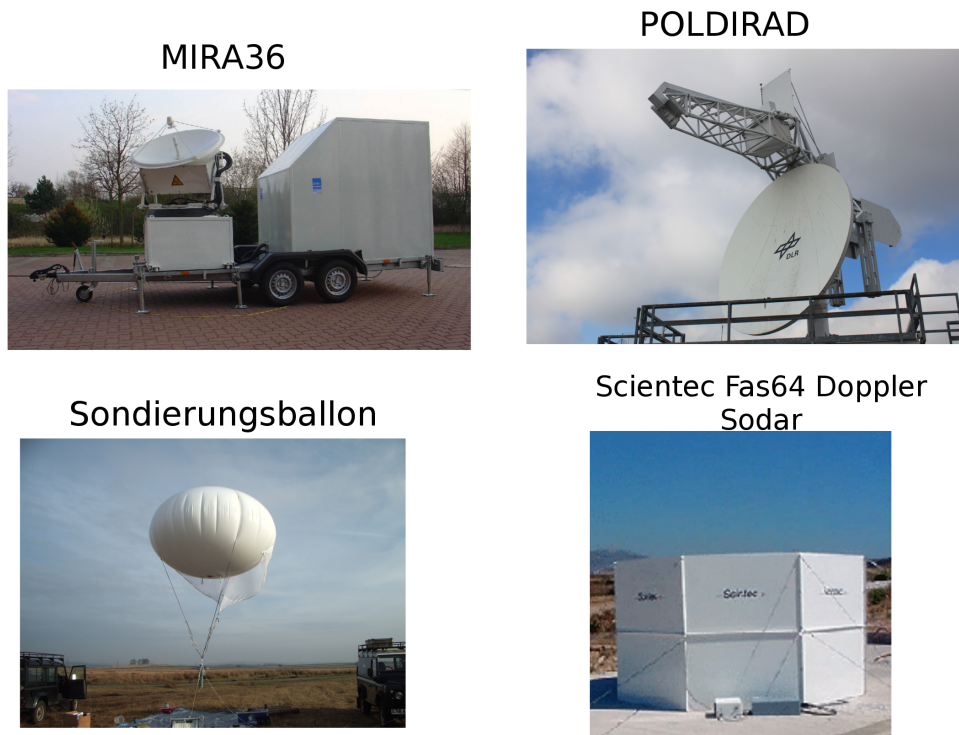


Abbildung 6.1.: Abbildungen der verwendeten Geräte MIRA36 (www.metek.de), POLDIRAD, Sondierung (www.stfc.ac.uk) und Scientec Fas64 Doppler Sodar (www.scintec.com).

Das in der *Supersite* Achern stationierte Scientec Fas64 Doppler Sodar sendet bei einer Frequenz zwischen $2,0$ und $2,7\text{kHz}$ bei Wellenlängen, welche vom menschlichen Ohr wahrgenommen werden können, weswegen die Abkürzung SODAR (Sonic Detection and Ranging) gewählt wurde. Das Messprinzip eines Doppler Sodars ist mit dem eines Doppler Radars (siehe Kapitel 2.2.2) zu vergleichen. Es sind lediglich nicht mehr die Hydrometeore, welche eine Frequenzänderung verursachen, sondern der sich durch das Windfeld ändernde Luftdruck. Hieraus wird

das für diese Arbeit interessante vertikale Windprofil $w(H)$ erhalten, welches zur Abschätzung der Fallgeschwindigkeit w_F anhand der vom MIRA36 gemessenen vertikalen Dopplergeschwindigkeit w_D dienen soll. Da jedoch w in dieser Arbeit nur eine untergeordnete Rolle spielt, wird auf die genauere Technik der Sodarmessung nicht eingegangen und für nähere Informationen auf die Veröffentlichung von Anderson et al. (2005) verwiesen.

Weitere radarspezifische Werte sind in Tabelle 6.1 ersichtlich, welche zum Einen einen Überblick über die Eigenschaften der verschiedenen verwendeten Radargeräte geben sollen und zum Anderen nicht erwähnte technische Parameter beinhalten.

Tabelle 6.1.: Technische Details der analysierten Messgeräte MIRA36, Poldirad und Scientec Fas64 Doppler Sodar

	MIRA36	POLDIRAD	Doppler Sodar
Frequenz	35,5GHz	5,504GHz	2,0 – 2,7kHz
Wellenlänge	0,85cm	5,45cm	1499,84 – 1110,99m
Pulslänge	15, 30, 60m	75, 150, 300m	10 – 60m
Öffnungswinkel	0,55°	1,00°	–
Maximale Reichweite	15km	300km	0.5 – 1km
Position	N48,638°E8,065°	N48,736°E7,625°	N48,638°E8,066°
Zeitliche Auflösung	~ 10s	~ 10min	~ 15min
Vertikale Auflösung	~ 30m	~ 10m+	~ 10m
Elevation	~ 90°	~ 0°+	~ 90°

Zur Analyse der Messwerte der oben beschriebenen Geräte wurde sich dabei auf Daten beschränkt, welche zum Einen einen möglichst lückenlosen Datensatz aller Messgeräte bilden. Zum Anderen wurde die Form des gemessenen Niederschlags beachtet, welche optimalerweise aus durchgehendem Nieselregen oder zumindest nicht aus Hagel oder großem Graupel bestand, da diese selbst beim C-Band zu sehr großen Abweichungen führen können und somit eine durch Daten basierte Bestätigung der in Kapitel 5 aufgestellten Theorie verhindern. Demnach wurde zur Analyse nach Tagen gesucht, welche im oben beschriebenen Zeitraum von COPS stratiformen Niederschlag aufweisen. Zusammen mit der Bedingung einer möglichst guten Datenkontinuität erwies sich der 8. Juli 2007 als perfekter Messtag für das zu analysierende, in dieser Arbeit beschriebene, radarspezifische Verhalten.

6.1.1. Örtliche Synchronisation der Messdaten

Wie bereits oben erwähnt, werden die für diese Arbeit bedeutsamen Radarreflektivitäten aus Geräten gewonnen, welche einen unterschiedlichen Standort besitzen. Zur adäquaten Analyse dieser Daten bedarf es jedoch vorerst einer gewissen Anpassung, welche in zwei Schritte unterteilt wird:

1. Synchronisation des gemessenen Volumens
2. Anpassung der Daten auf das verwendete Gitter

Für den ersten Schritt wurde von POLDIRAD ein sogenannter *RHI* (Range Height Indicator) ausgewählt, welcher das von MIRA36 gemessene Höhenprofil schneidet (siehe Abbildung 6.2). Da die räumliche Auflösung von POLDIRAD eine exakte Schnittmenge verhindert, kann nur die über $\Delta x = 350m$ Gemittelte ermittelt werden. Beim erwünschten stratiformen Regen wird aus dieser Mittelung jedoch eine gute Abschätzung der Reflektivitäten ermittelt, da bei dieser Niederschlagsform abrupte Änderungen in Δx eher untypisch sind. Zur Synchronisation der anderen in der *Supersite* Achern lokalisierten Geräte (Sodar, Sondierung), wird angenommen, dass sie das selbe Volumen wie MIRA36 messen, was für ein $\Delta x = 350m$ auch befürwortet werden kann.

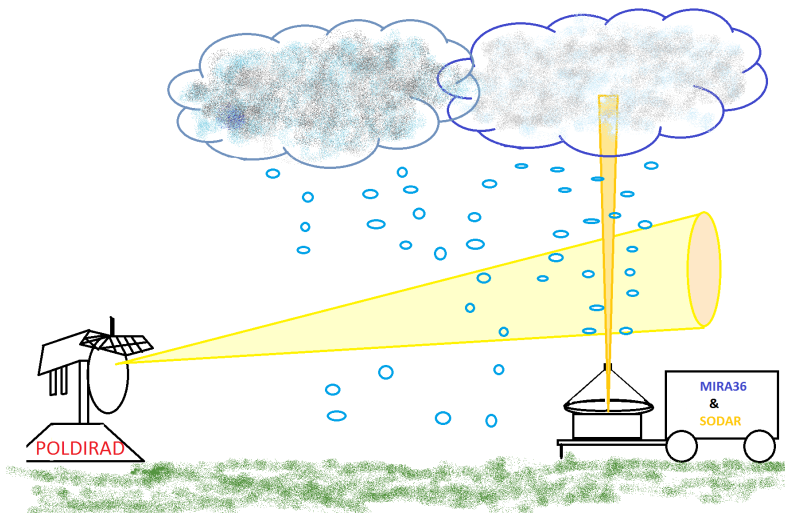


Abbildung 6.2.: Schematische Darstellung des Aufbaus der Messgeräte

Ob der erste Schritt, also die Synchronisation des gemessenen Volumens, wirklich korrekt erfolgte, wird mit einem *LDR*-spezifischen markanten Profil und dessen *RHI* verifiziert (siehe Abbildung 6.3). Als markantes Profil wurde dabei die Messung um 16:18 des 8. Juli 2007 verwendet, welche von der charakteristischen *LDR*-Erhöhung durch die Schmelzschicht, bei einer Höhe $H \sim 3km$, geprägt ist. Das betrachtete Vertikalprofil wird in Abbildung 6.3 durch einen violetten Rahmen gekennzeichnet, dessen beinhaltende Werte mit dem Verlauf von LDR_C übereinstimmen. Desweiteren gibt die simultane Erhöhung des *LDR* im C-Band wie auch im Ka-Band Aufschluss über eine korrekte Synchronisation der beiden Messdaten.

Da sich das analysierte Höhenprofil mit zunehmender Höhe weiter vom Standort POLDIRADs entfernt, vergrößert sich auch das gemessene Volumen und somit auch die vertikale Auflösung in der erwünschten Schnittmenge. Für die Anpassung der Daten auf ein Gitter wird jedoch genau das von POLDIRAD erzeugte verwendet und auf MIRA36 angewandt. Hierzu werden jeweils die Daten verwendet, welche am nächsten an den vorgegebenen Gitterpunkten liegen, jedoch höchstens $\Delta h = 50m$ von diesen entfernt sind. Da dieser Schritt lediglich zur Gegenüberstellung der Reflektivitäten von MIRA (Z_{Ka}) und POLDIRAD (Z_C) benötigt wird, kann dieser bei den restlichen verwendeten Messwerten vernach-

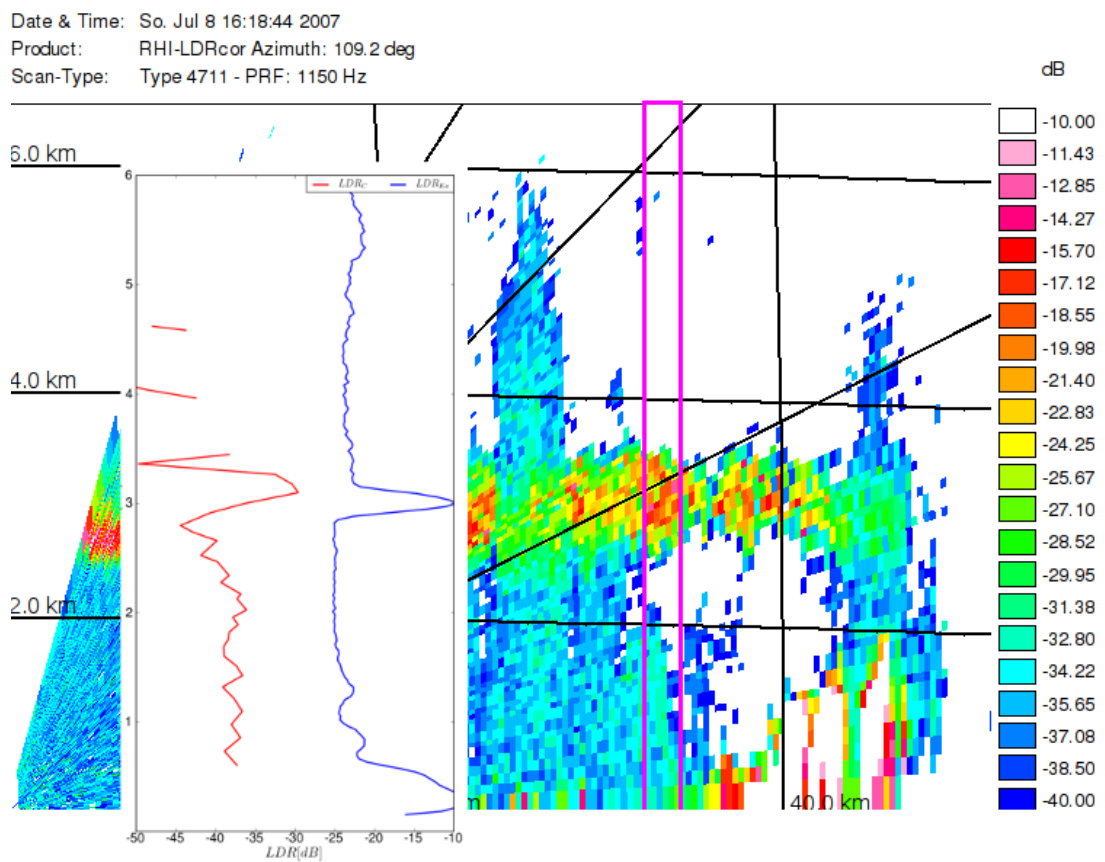


Abbildung 6.3.: Verifikation der korrekten Synchronisation von POLDIRAD und MIRA36 anhand des Höhenprofils von LDR_C (rote Kurve) und LDR_{Ka} (blaue Kurve), sowie des durch einen RHI dargestellten Messwerte von LDR_C . Der violette Rahmen markiert dabei die Säule über der Supersite Achern und somit des betrachteten Volumens.

lässigt werden. Im Folgenden werden die an das Gitter angepassten Z_{Ka} und Z_C , als Z_{Ka}^{Grid} und Z_C^{Grid} bezeichnet.

Damit die in der oben beschriebenen Synchronisation des gemessenen Volumens durchgeführte Mittelung zugelassen werden kann, sollte vor der Analyse eine Betrachtung der räumlichen Kontinuität erfolgen. Das heißt, es sollte sich vergewissert werden, ob das Umfeld des über Achern verwendeten Höhenprofils keine starken Schwankungen in den von POLDIRAD gemessenen Reflektivitäten aufweist. Dies wird durch die von POLDIRAD erzeugten RHIs und PPis verwirklicht, welche zusätzlich Aufschluss über eventuelle Dämpfungen der C-Band Reflektivitäten (zum Beispiel durch starken Hagel vor dem betrachteten Profil) geben können.

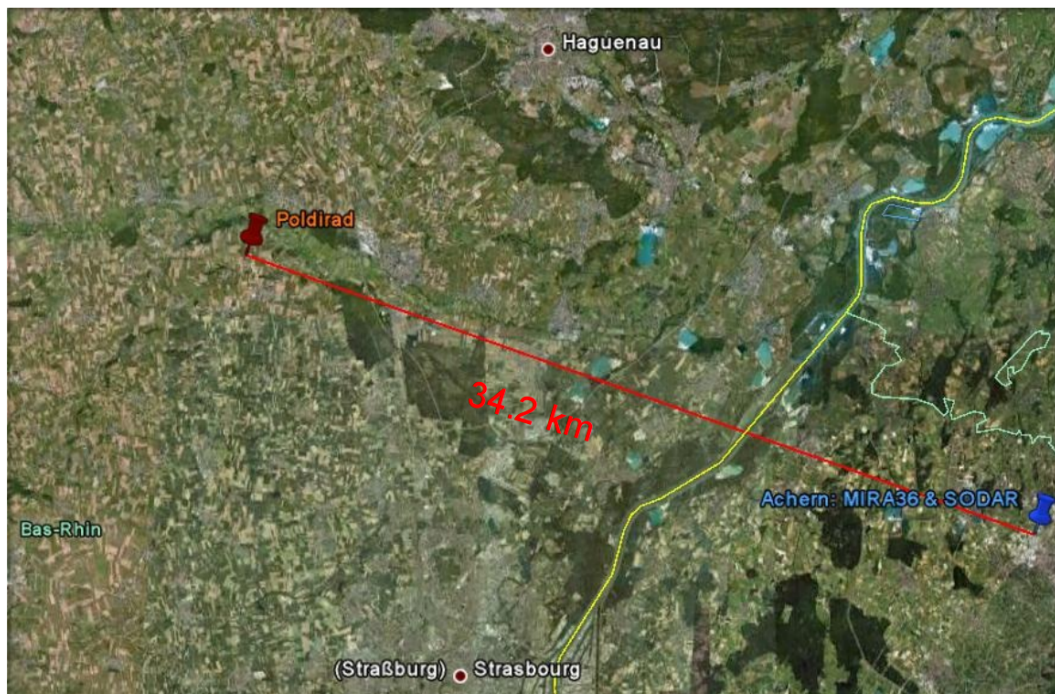


Abbildung 6.4.: Geographische Lage des Standorts von POLDIRAD und der auf der Supersite Achern lokalisierten Sondierungsstation, MIRA36 und Scientec Fas64 Doppler Sodar.

6.1.2. Zeitliche Synchronisation der Messdaten

Genauso wie im letzten Unterkapitel die betrachteten Werte der verschiedenen Messgeräte auf ein gemeinsames Volumengitter transferiert wurden, muss natürlich auch die vierte Dimension (die Messzeit) synchronisiert werden. Dies erfolgt mit den gleichen zwei Schritten wie bei der örtlichen Anpassung, wobei der erste Schritt unter der Voraussetzung selber Zeitmessung von allen Messgeräten nicht angewandt werden muss. Wie aus Tabelle 6.1 zu entnehmen ist, besitzen die verschiedenen Fernerkundungsgeräte (Radar und Sodar) verschiedene zeitliche Auf-

lösungen, wobei das Sodar die grösste besitzt (15 Minuten). Da sein gemessenes Windprofil $w(H)$ im Gegensatz zu den radarspezifischen Variablen (Z, w_D, LDR), jedoch nur zweitrangig betrachtet wird, gibt, wie bei 6.1.1, wieder das C-Band die Struktur des diesmal zeitlichen Gitters vor. Dabei entsteht zwischen POLDIRAD und MIRA36 eine durch diesen Algorithmus verursachte maximale zeitliche Abweichung von $\Delta t = 5s$, was vernachlässigbar klein im Vergleich zu den systematischen Messfehlern erscheint. Im Gegensatz dazu beträgt die Abweichung zwischen POLDIRAD und Sodar maximal $\Delta t = 7,5min$ und befindet sich somit eigentlich nicht mehr im annehmbaren Bereich einer angemessenen Analyse. Zur ungefähren Abschätzung der Auf- beziehungsweise Abwinde sei jedoch das gemessene w trotzdem als dafür gültige Grösse anzusehen.

Bevor nun bestimmte Datenreihen aufgrund verschiedener zeitlicher Kriterien von der Analyse ausgeschlossen werden, wird kurz auf die Wetterbedingungen des betrachteten Messtags eingegangen. Während des 8. Juli 2007 lag das COPS-Gebiet in einer, mit Altocumulus Wolken mittlerer Höhe gekennzeichneten frontalen Zone. Dabei beförderte der bodennahe Wind aus südwestlicher Richtung warme feuchte Luft in das betrachtete Gebiet, welche zusammen mit einem passierenden Höhentrog am Nachmittag hauptsächlich stratiformen Regen verursachte (Mühr & Billault-Chaumartin, 2007). Die Entwicklung dieser Situation kann dabei mit dem Durchziehen der in Abbildung 6.5 abgebildeten Warmfront assoziiert werden, deren Wirkung in der Höhe in Abbildung 6.6 bereits ab 7 UTC festzustellen ist und sich bis zum Einsetzen des Regens um circa 15 UTC allmählich auch in unteren Schichten manifestiert. Abbildung 6.6 zeigt dabei den Tagesverlauf der von MIRA36 gemessenen Variablen Z_{HH} , LDR und w_D über eine Höhe von $H = 0 - 12km$, wobei die rechts von den Diagrammen aufgetragene Farbskala die kolorierten Werte der Variablen definieren soll. Desweiteren wird zu dem für die Schmelzschicht charakteristischen LDR -Sprung das Absinken der $0^\circ C$ -Grenze zwischen 15 UTC und 23 UTC erkannt, was mit dem Durchzug der Kaltfront in Verbindung gebracht werden kann. Dies bringt auch eine Erhöhung der Dopplergeschwindigkeit w_D und somit eine theoretische Tropfengrössenzunahme mit sich.

Wie aus der Hydrometeorklassifizierung späterer Tageszeiten festzustellen ist, wird der vorerst vorherrschende stratiforme Regen durch konvektiven Niederschlag, begleitet mit Hagel und Graupel, abgelöst. Dieser war jedoch aufgrund der aus Westen heranziehenden Kaltfront in Abbildung 6.5 für die Nacht zu erwarten und kann nun mit Hilfe von Abbildung 6.6 und den Hydrometeorklassifizierungen in den Profilen zwischen 20 und 21 UTC zeitlich angesetzt werden.

Für die im Kapitel 6.3 beschriebene Analyse hat dies eine Trennung zwischen zwei unterschiedlichen Niederschlagsereignissen zur Folge. Im Zeitraum zwischen 9 UTC und 18 UTC sind die von POLDIRAD und MIRA36 detektierten Hydrometeore eher stratiformer Natur und somit ohne jeglicher Probleme vom C-Band zu messen (siehe Kapitel 5), was die Analyse der Abweichung des MIRA36 (Ka-Band) von POLDIRAD (C-Band) und somit auch die Anwendung der in Kapitel 5.4 aufgestellten Systematik zulässt. Im Gegensatz dazu sind, wegen der extremen radartechnischen Bedingungen bei der Messung von konvektiven Niederschlag zwischen etwa 20 und 24 UTC, selbst bei POLDIRAD (C-Band) die

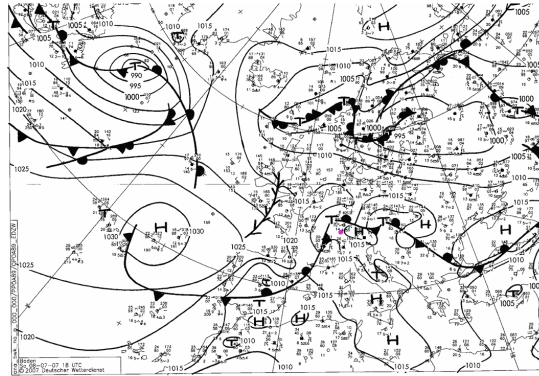


Abbildung 6.5.: Bodenanalyse des 8. Juli 2007 für den Raum Europa. Der Standort des COPS Gebiets wird mit einem violett farbenen Punkt markiert. (DWD Analyse Archiv)

in Kapitel 5 beschriebenen Dämpfungs- und Rückstreuungseffekte zu vermuten, weswegen es vor der Anwendung der in Kapitel 5.4 aufgestellten Systematik einer Korrektur von Z_C bedarf. Aufgrund der diffizilen Formen der, zu diesen Uhrzeiten gemessenen, vereisten Hydrometeoren, scheint eine solche Rückrechnung jedoch noch nicht sinnvoll, da die in dieser Arbeit ausgeführten Mieberechnungen keine annehmbare Lösung bieten. Nichtsdestotrotz erscheint es interessant, inwiefern die Profile mit konvektivem Niederschlag von der in Kapitel 5.4 aufgestellten Systematik abweichen, weswegen auch die Höhenprofile mit konvektivem Niederschlag in die Analyse miteinbezogen werden.

6.2. Statistische Betrachtungen

In Kapitel 5.3 wurde bereits eine Lösung beschrieben mit Hilfe einer angenommenen Regenrate R , die Dämpfung zu berechnen. Dabei limitierte vor allem die Approximation von R durch die Marshall-Palmer-Verteilung die Genauigkeit der Berechnungen, welche bei der 'Rücksimulation' der gemessenen Daten jedoch zu nicht zu vernachlässigenden Abweichungen führt. Um noch einmal die in Kapitel 5 aufgestellte Theorie zu bestätigen und somit auch die in Kapitel 5.4 aufgestellte Systematik zu untermauern, wird nun eine statistische Betrachtung des 8. Juli 2007 durchgeführt.

Hierzu werden die in Ort und Zeit synchronisierten und auf ein Gitter vereinigten Reflektivitäten der beiden Radarbänder (Z_{Ka}^{Grid} und Z_C^{Grid}) mittels eines sogenannten *Scatterdiagramms* verglichen. Abbildung 6.7 beinhaltet diese Art von Diagramm, in der ein bestimmtes Z_{Ka}^{Grid} seinem dem Zeit-Ort-Gitter komplementären Z_C^{Grid} durch einen schwarzen Punkt im Diagramm zugeordnet wird. Für eine bessere Übersicht wird dieser in einer von 16 Reflektivitätsklassen des C-Bandes eingeteilt, welche als roter Punkt im Diagramm visualisiert sind. Die roten Balken kennzeichnen dabei die Standardabweichungen klassifizierten Z_{Ka}^{Grid} vom Mittelwert. Vollzieht man diese Klassifizierung aus der Sicht des Ka-Bandes (blaue

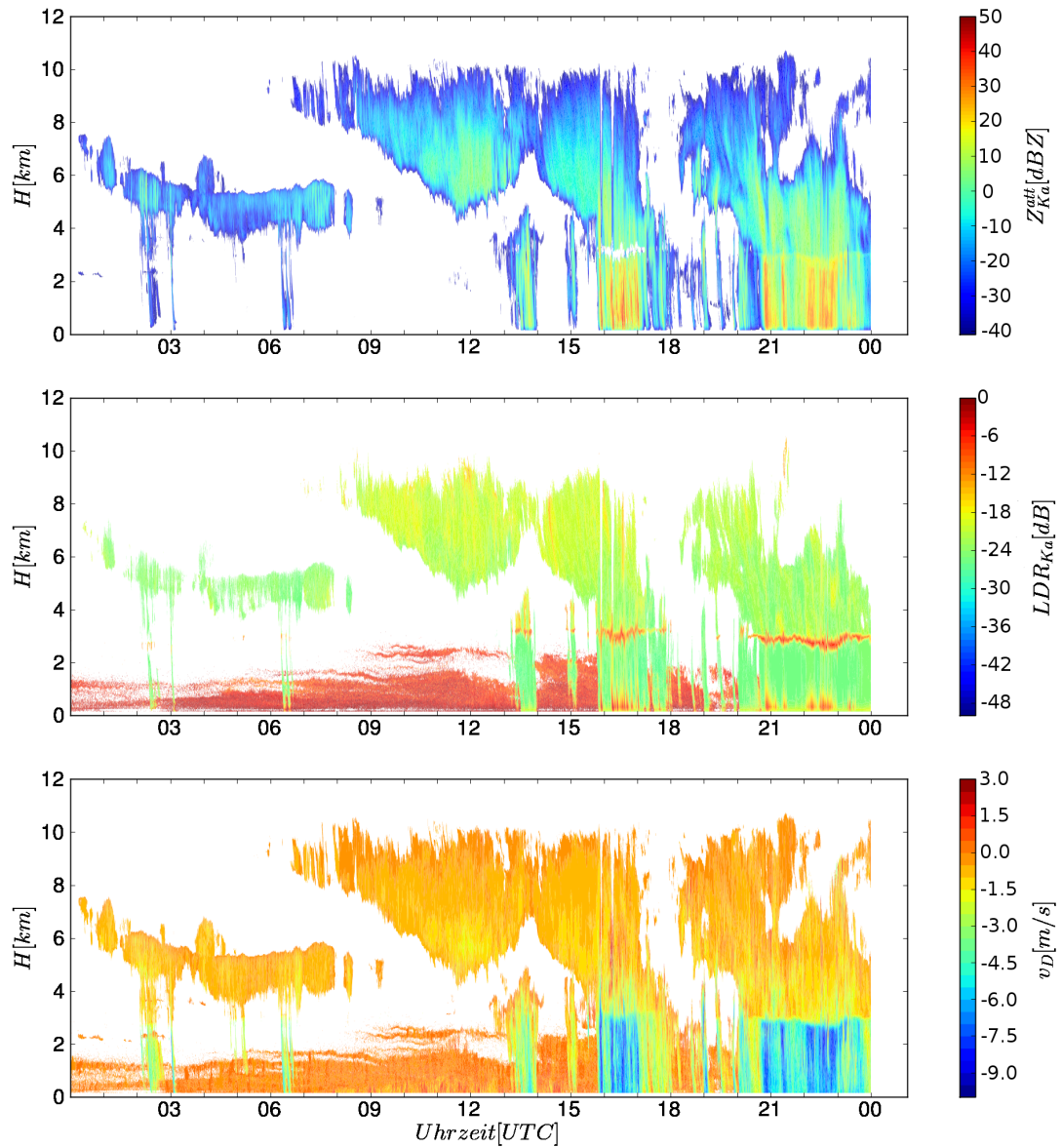


Abbildung 6.6.: Zeitliche Entwicklung des von, in Achern stationierte, MIRA36 (Ka-Band) gemessene Z_{Ka} , LDR_{Ka} und w_D am 8. Juli 2007.

Punkte und Balken), so erhält man eine übersichtliche Verteilung der schwarzen Punkte im Diagramm, welche zusätzlich anhand der seitlich dargestellten Histogramme quantifiziert werden.

Nach der Rayleigh Approximation sollten alle komplemetären Reflektivitäten den gleichen Wert besitzen, weswegen sich auch in Abbildung 6.7 die schwarzen Punkte theoretisch alle auf der grünen Gerade befinden müssten. Natürlich könnte es wegen systematischer Fehler zu Abweichungen von dieser Geraden kommen, welche jedoch lediglich einen kontinuierlichen Versatz der schwarzen Punkte von der grünen Gerade zur Folge hätte. Wie in Abbildung 6.7 zu erkennen ist, verfolgen die Punkte eine Kurve, welche sich bei niedrigen Reflektivitäten ($Z_C^{Grid} < -10dBZ$) an die grüne Gerade annähert, sich bei zunehmender Reflektivität von dieser entfernt, bevor es bei extrem hohen Werten wieder zu einer Annäherung kommt. Genau dieser Verlauf deckt sich sehr gut mit der in Kapitel 5.4 aufgestellten Systematik der Reflektivität. Während sich bei kleinen Reflektivitäten eher wenige kleine Hydrometeore vermuten lassen, welche nach Tabelle 5.1 eine zu vernachlässigende Differenz in der Reflektivität sowie eine verschwindend kleine Dämpfung verursachen, vermutet man mit ansteigendem LWC und D eine sich erhöhende Differenz der Reflektivitäten aufgrund von Dämpfung und Resonanzeffekten der Miestreuung (siehe Kapitel 5). Diese werden auch anhand des zunehmenden Abstands zwischen Punktwolke und grüner Linie in Abbildung 6.7 dargestellt, wobei es hier unklar ist mit welcher Wichtung die Dämpfung (siehe Kapitel 5.1) und die Rückstreuung (siehe Kapitel 5.2) auf diese Abweichung wirken. Die geringer werdende mittlere Differenz bei extrem hohen Reflektivitäten ($Z_C = 35 - 40dBZ$) lässt sich ebenfalls aus den Resonanzschwingungen in der Reflektivität des Ka- sowie auch des C-Bandes erklären. Bei $Z_C \sim 35dBZ$ erfolgt bei Z_{Ka} eine zweite Schwingung aufgrund von Mie-Effekten und nimmt bei $Z_C \sim 40dBZ$ sein zweites Maximum an (siehe Abbildung 5.6). Währenddessen wirken auch auf das C-Band geringfügige Resonanzen, welche ein erstes Minimum bei $Z_C \sim 40dBZ$ erzeugen, weswegen sich die Differenz zwischen Z_C^{Grid} und Z_{Ka}^{Grid} kontinuierlich bei extrem hohen Reflektivitäten verringern könnte. Natürlich könnte hier auch die Dämpfung eine Rolle spielen, welche bei höheren Reflektivitäten und somit höheren Durchmessern auch beim C-Band zu wirken beginnt (siehe Abbildung 5.4) und wegen der höheren Entfernung zum Messvolumen auch eine große Wirkung besitzen könnte. Aus statistischer Sicht kann eigentlich keine dämpfungsspezifische Aussage anhand Abbildung 6.7 getroffen werden, da dieses Diagramm nur Aufschluss über die Wirkung auf den Radarstrahl im Volumen gibt und somit nichts über die zur Dämpfung nötigen 'vergangenen' Wirkung aussagt. Jedoch ist anzunehmen, dass die bestrahlten Hydrometeore nicht wie in der Statistik üblich, willkürlich verteilt sind, sondern dessen Größe und Quantität voneinander abhängen. Das heißt, wenn in einer Schicht viele große Tropfen gemessen werden, so wird sich dieser Zustand nicht viel in der näheren Umgebung ändern. Somit kann das in Abbildung 6.7 gezeigte Scatterdiagramm in drei Gruppen unterteilt werden. Die Erste beschreibt kleine, wenige Hydrometeore, welche eine kleine Reflektivität und lediglich Dämpfung verursachen und mit steigender Reflektivität ($N(D) \times D$) einen immer größeren Effekt hat. Ab etwa $0dBZ$ scheint sich die Kurve seltsamerweise etwas abzuflachen, was sich nicht, mit dem

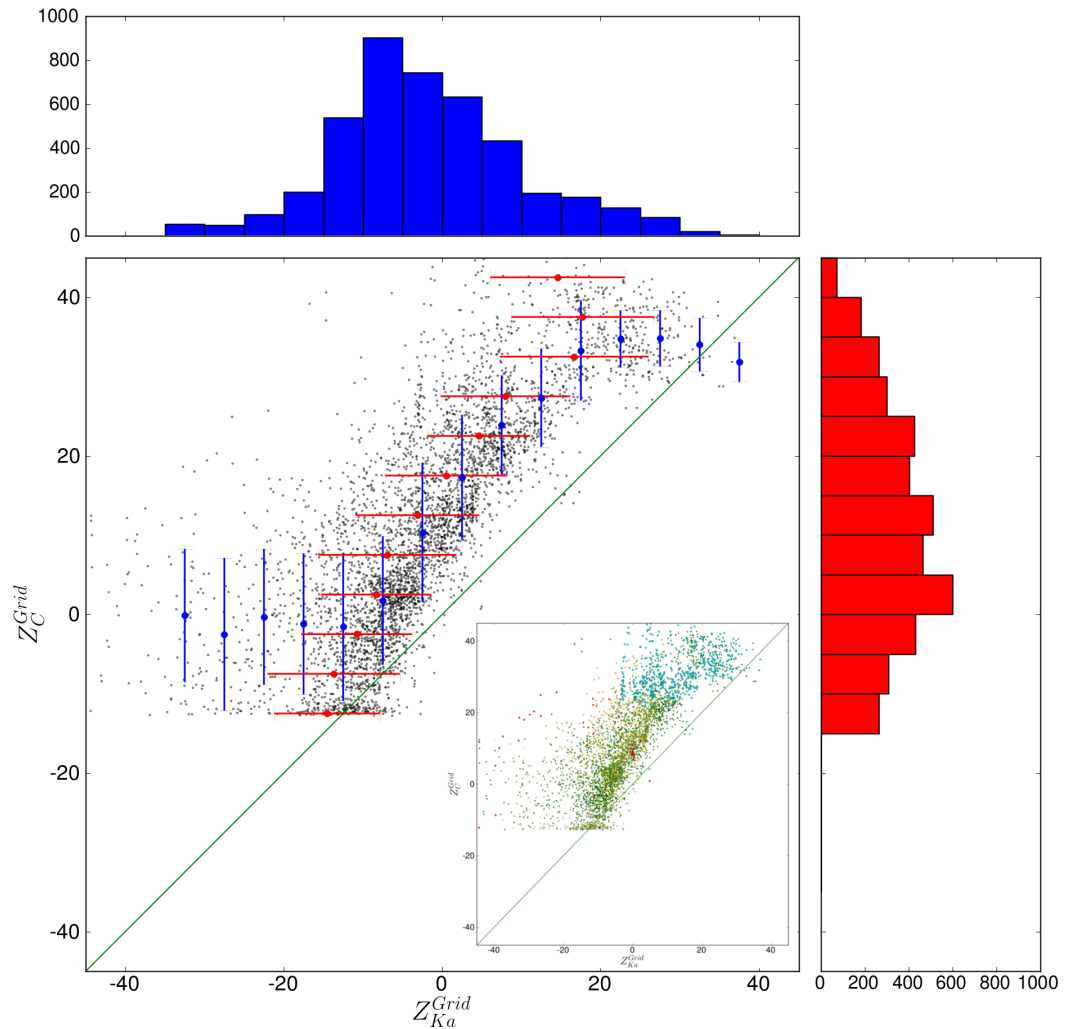


Abbildung 6.7.: Statistische Betrachtung von Z_{Ka}^{Grid} und Z_C^{Grid} für den 8. Juli 2007. Die grüne Gerade stellt den Bereich dar, bei dem die Rayleigh-Approximation ($Z_{Ka}^{Grid} = Z_C^{Grid}$) erfüllt ist. Die blauen beziehungsweise roten Punkte beschreiben Mittelwerte der synchronisierten Datenpunkte ($Z_{Ka}^{Grid}, Z_C^{Grid}$) in den vordefinierten Reflektivitätsklassen, wobei die roten und blauen Balken die jeweilige mittlere Standardabweichungen projizieren. Die oberhalb und rechts vom Scatterdiagramm dargestellten Histogramme geben Aufschluss über die Anzahl der Datenpunkte in den jeweiligen Reflektivitätsklassen. In dem eingefügten Diagramm wurden die schwarzen Punkte durch die polarimetrische Hydrometeor-klassifizierung gruppiert und je nach Klasse farblich dargestellt. Dabei entsprechen Regentropfen grünen -, Eiskristalle gelben -, Graupelkörner türkisen - und Hagelkörner roten Kreise.

in Kapitel 5 beschriebenen Verhalten deckt. Normalerweise wird mit sich erhöhender Reflektivität ebenfalls eine Zunahme der Differenz erwartet, welche ab einem bestimmten Punkt durch den Mieeffekt verstärkt wird. Die beobachtete Kontinuität ab $Z \sim 0\text{dBZ}$ sowie die Abnahme der Differenz bei hohen Reflektivitäten widersetzt sich jedoch dieser Theorie, welche eventuell auf Dämpfung beziehungsweise Mieeffekte im C-Band zurückzuführen sind. Eine weitere Möglichkeit dieses Verhaltens besteht im Aggregatzustand der Hydrometeore. Um dies näher zu analysieren, werden die schwarzen Punkte hervorgehoben, welche ebenfalls Werte für Z_{DR} und LDR aufweisen und eine Klassifizierung nach Höller et al. (1994) ermöglichen. Die nun in Regen (grün), Eiskristalle (gelb), Graupel (türkis) und Hagel (rot) gruppierten Punkte werden im eingefügten Diagramm in Abbildung 6.7 in der entsprechenden Farbe dargestellt. Dabei ist festzustellen, dass bei der Abnahme der Z^{Grid} -Differenz bei $Z_{Ka}^{Grid} > 35\text{dBZ}$ vor allem (vereister) Graupel eine entscheidende Rolle spielt. Für die theoretisch unerklärbare Stagnation der Differenz bei $Z_{Ka}^{Grid} > 0\text{dBZ}$ kann jedoch auch die Hydrometeorklassifizierung keine Antwort liefern, da alle Typen vertreten sind.

Es müssen demnach noch andere Effekte auftreten, welche jedoch bei einer statistischen Betrachtung nur schwer oder gar nicht bemerkbar sind. Somit ist eigentlich die Betrachtung des gesamten Profils mit Einbeziehung der gemessenen Umgebung notwendig, was im folgenden Kapitel durchgeführt wird.

6.3. Profilanalyse aus Messungen des 8. Juli 2007

Um die Auswirkungen des gemessenen Volumens auf den Radarstrahl zu analysieren, bedarf es einer Betrachtung des gesamten von der elektromagnetischen Welle zurückgelegten Weges. Beim vertikal messendem Radar MIRA36 entspricht dies dem Höhenprofil bei den Koordinaten $48,64^\circ\text{Nord}$, $8,07^\circ\text{Ost}$ (Supersite Achern), währenddessen bei POLDIRAD der gesamte Vertikalschnitt (RHI) bei dem auf MIRA36 zeigenden Azimuth beachtet werden muss. Da meistens eine zu vernachlässigende Dämpfung im C-Band angenommen werden kann, ist es eigentlich nicht notwendig die RHIs des C-Bandes näher zu analysieren, erleichtert jedoch die Vorstellung über das gemessene Objekt (Wolke) deutlich.

Um mehr Informationen über die Art der gemessenen Hydrometeore zu erhalten, wird die polarimetrische Hydrometeorklassifizierung nach Höller et al. (1994) (siehe Kapitel 4.2) für das auf das Ka-Band wirkende Höhenprofil angewandt und mit der kohärenten Klassifizierung (siehe Kapitel 4.3) anhand des von MIRA36 gemessenen Dopplerspektrums bestätigt beziehungsweise erweitert. Dabei soll das vom Sodar gemessene Windprofil w eine Korrektur zur Dopplergeschwindigkeit w_D darstellen, welche nur dann als Fallgeschwindigkeit w_F angenähert werden kann, wenn $w = 0\text{m/s}$ (siehe Gleichung 3.2) beträgt.

Wie bereits in Kapitel 5 bemerkbar war, spielt der Aggregatzustand der betrachteten Hydrometeore eine entscheidende Rolle in ihrem Rückstreu- und Dämpfungsverhalten. Zwar ist eine Unterscheidung zwischen gefroren und flüssig anhand der polarimetrischen Klassifizierung möglich, jedoch wegen der in Kapitel 2.2.1 bereits erwähnten Messschwierigkeiten von LDR eher unsicher. Deswegen

wird in dieser Arbeit die Schmelzschicht mittels der gewonnenen Daten einer Sondierung bestimmt und bei einer Temperatur von $-1^\circ\text{C} < T < 1^\circ\text{C}$ lokalisiert. Leider fanden die Messungen des vertikalen Profils der Temperaturen nur um 7, 11, 14, 15, 16, 20 und 23 UTC statt, weswegen auch hier die Bestimmung der Schmelzschicht nur eine Abschätzung darstellt.

In den folgenden beschriebenen und analysierten Höhenprofilen werden die synchronisierten Messdaten Z_C , Z_{Ka} , w_D , σ_D und LWC , sowie die aus LDR_C und ZDR_C gewonnenen Hydrometeorklassifizierung und die Differenz der Reflektivität $Z_C^{Grid} - Z_{Ka}^{Grid}$ in den Abbildungen 6.9, 6.11 und 6.13 aufgetragen. Um auf die Analogie zu Kapitel 5.3 zu verweisen, wird dabei Z_{Ka} als Z_{Ka}^{att} und $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ nomenklatriert. Die durch Sondierungen abgeschätzte Schmelzschicht wird durch einen orangen Balken gekennzeichnet, welcher vertikal die Höhe H begrenzt, in der Temperaturen zwischen -1°C und 1°C gemessen wurden.

Zusätzlich sind zu jedem in dieser Arbeit beschriebenen Höhenprofil der entsprechende RHI des POLDIRAD und das Profil des Dopplerspektrums aufgetragen. Dieses kann im Prinzip ähnlich wie die in Kapitel 4.3 dargestellte Abbildung zur kohärenten Hydrometeorklassifizierung verwendet werden, wobei nun anstatt σ_D das Spektrum durch die Intensität des SNR dargestellt wird, welche eine nähere Betrachtung des Dopplerspektrums und der eventuellen Tropfengrößenverteilung (siehe Kapitel 5.3) begünstigen könnte. Zu diesem Zweck wird in den Abbildungen 6.8 b), 6.10 b) und 6.12 b) das vom MIRA36 ermittelte w_D -Profil durch schwarze Rauten an dem durch die x- (w_D -) und y-Achse (H -Achse) bestimmten Punkt gesetzt und das in dieser Höhe entsprechende 'SNR-Spektrum' anhand der Farbskala hervorgehoben.

6.3.1. Höhenprofil von 16:58 UTC

Das bereits in Kapitel 5.3 betrachtete Höhenprofil von 16:58 UTC stellt aufgrund der atmosphärischen Begebenheiten ein sehr gutes Fallbeispiel zur Betrachtung der Dämpfung dar. Zu diesem Zeitpunkt hat sich bereits, wie aus Abbildung 6.6 zu beobachten ist, kontinuierlicher Niederschlag eingestellt, welcher auch kaum örtliche Varianzen verzeichnet (siehe Abbildung 6.8 a)). Wie in Abbildung 6.9 festzustellen ist, wird die elektromagnetische Welle des Ka-Bandes bis zur Schmelzschicht von flüssigen Hydrometeoren beeinflusst, deren Durchmesser als $D < 1\text{mm}$ klassifiziert wird (grüne Kreise bei $Z = 60\text{dBZ}$), jedoch nach dem gemessenen w_D nach Gleichung 5.11 einen Durchmesser zwischen $1,7\text{mm}$ und $3,1\text{mm}$ aufweisen müsste. Wie sich jedoch aus dem Sodar gewonnenen Windprofil für die ersten 1000m (gelbe Kurve) vermuten lässt, herrschen mittlere bis starke Abwinde, welche die kleinen Tropfen zusätzlich beschleunigen könnten, was die Annäherung $w_F = w_D$ nicht mehr zulässt. Somit könnten auch bei der kohärenten, wie bei der polarimetrischen Klassifizierung nach Höller et al. (1994) der mittlere Tropfendurchmesser bei $D \lesssim 1\text{mm}$ angesetzt werden. Für diese Größenordnung dürfte nach Kapitel 5.4 noch kein unterschiedliches Verhalten in der Rückstreuung zwischen Ka- und C-Band auftreten, weswegen die sich entwickelnde Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ allein durch die Dämpfung beschrieben werden müsste.

Allein aus dem nahezu linearen ansteigenden Verlauf der Differenz mit zunehmender Höhe, lässt sich zusätzlich vermuten dass die Dämpfung hier eine sehr große Rolle spielt. Betrachtet man nun das in Abbildung 6.9 dargestellte LWC -Profil, so kann man erkennen, dass während des Anstiegs von $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ ebenfalls eine hoher Wassergehalt vorherrscht. Bei näherer Betrachtung lässt sich sogar feststellen dass die Differenzzunahme bei der Höhe des maximalen LWC ($H \sim 2km$) seinen höchsten Wert besitzt. Somit verhält sich die Reflektivität von C- und Ka-Band wie in der Systematik in Tabelle 5.1 sehr vereinfacht dargestellt und wie in der Simulation prognostiziert.

Oberhalb der Schmelzschicht werden Eiskristalle klassifiziert, was mit dem Rückgang von w_D einhergeht. Wie bereits in Kapitel 5.5 erwähnt, nimmt nach Mie-Berechnungen die Dämpfung bei eisförmigen Hydrometeoren erst bei größeren Durchmessern den gleichen Wert wie bei flüssigen an, weswegen trotz sehr hohem LWC kaum ein Anstieg von $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ zu verzeichnen ist. Warum es sogar zu einer Abnahme der Differenz kommt, kann aus der in Kapitel 5 erhaltenen Ergebnissen nicht erklärt werden, weswegen vermutet wird, dass der komplexe Aufbau der Eiskristalle eine Simulation nach Mie nicht mehr zulässt.

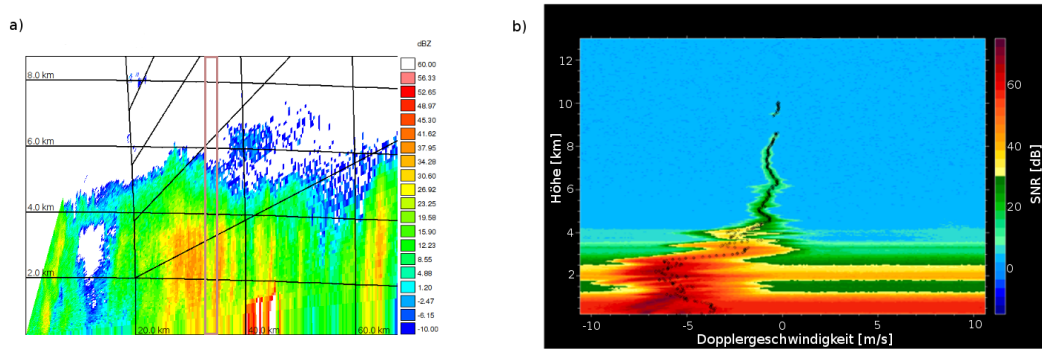


Abbildung 6.8.: **a)** veranschaulicht die von POLDIRAD gemessenen Werte des Reflektivitätsfaktors, während des RHI-Scans, dessen Azimuthwinkel direkt auf den Standort von MIRA36 zeigt. Die Achsen beschreiben dabei die horizontale- (x-Achse) und vertikale (y-Achse) Entfernung H zu POLDIRAD. Die durch (x,y) lokalisierten Messwerte von Z_C sind anhand der Farbskala koloriert markiert. Die Luftsäule über der Supersite Achern wird durch einen braunen Rahmen eingegrenzt. **b)** stellt das von MIRA36 gemessene Dopplerspektrum dar. Hierzu kennzeichnet die x-Achse die vorkommenden Geschwindigkeiten des Spektrums, welche durch die farblich markierte SNR -Intensität bewertet und durch die Höhe (y-Achse) einem Punkt im Diagramm zugewiesen ist. Die schwarzen Rauten im Diagramm stellen dabei die von MIRA36 berechnete Dopplergeschwindigkeit v_D dar.

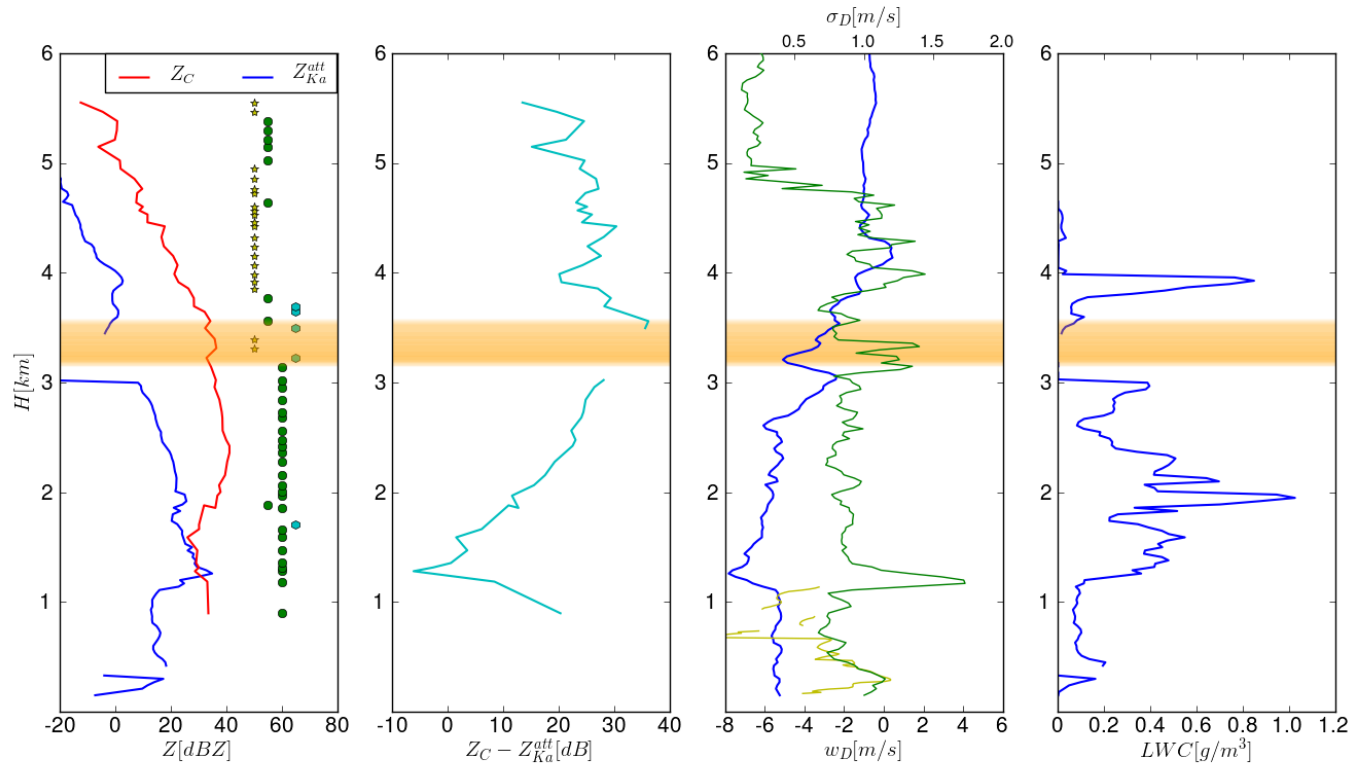


Abbildung 6.9.: Höhenprofile von 16:58 UTC. Im ersten Profil von links werden die von den Radaren MIRA36 (Ka-Band) und POLDIRAD (C-Band) gemessenen Reflektivitäten Z_{Ka}^{att} (blaue Kurve) und Z_C (rote Kurve) und die durch $(Z_{DR})_C$ und LDR_C klassifizierten Hydrometeore (siehe Kapitel 4.2) aufgetragen. Dabei sind kleine ($D < 1mm$) und große ($D > 1mm$) Regentropfen durch grün ausgefüllte Kreise bei $Z = 60dBZ$ und $Z = 55dBZ$ repräsentiert. Eiskristalle, welche sich hier aus den Höllerschen Hydrometeorklassen Graupel(trocken,klein) und Schnee zusammensetzen, sind als gelbfarbene Sterne dargestellt. Die Klasse Graupel (nass, schmelzend, klein), Graupel (trocken, groß), Hagel (trocken, klein) (siehe Tabelle 4.1) ist durch türkis ausgefüllte Kreise markiert. Im zweiten Höhenprofil von links ist die Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ der synchronisierten POLDIRAD- und MIRA36-Reflektivitätsfaktoren aufgetragen. Im dritten Höhenprofil von links sind die von MIRA36 gemessenen vertikalen Dopplergeschwindigkeit w_D (blaue Kurve) und dessen spektrale Breite σ_D (grüne Kurve) dargestellt und mit dem vom Scientec Fas64 Doppler Sodar abgeschätzten vertikalen Windprofil w (gelbe Kurve) ergänzt. Im vierten Höhenprofil von links wird das von MIRA36 abgeleitete LWC -Profil (blau Kurve) wiedergegeben. Die Schmelzschicht ($-1^\circ C < T < 1^\circ C$) wird in allen vier Profilen durch einen orange-farbenen Balken abgebildet und anhand der Sondierung um 16 UTC abgeschätzt.

6.3.2. Höhenprofil von 18:58 UTC

Das in Abbildung 6.11 dargestellte Höhenprofil von 18:58 UTC weist im Bereich der rapiden Zunahme von $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ ($H \sim 1,2km$), im Gegensatz zum Kapitel 6.3.1 beschriebenen Vertikalschnitt sehr geringen Reflektivitätsfaktor im Ka-Band (Z_{Ka}) auf, weswegen MIRA36 auch einen sehr geringen Flüssigwassergehalt $LWC \sim 0$ berechnet. Wird dieser Abschätzung Vertrauen geschenkt, so würde die Theorie der Dämpfung hier kaum Anwendung finden. Vielmehr könnte in diesem Fallbeispiel das unterschiedliche Verhalten der Rückstreuung (siehe Kapitel 5.2.1) die entscheidendere Rolle spielen.

Wie in Abbildung 6.10 a) bemerkt werden kann, handelt es sich bei dem gemessenen Höhenprofil um einen Vertikalschnitt einer geneigten Wolke in einem Gebiet mit sehr uneteter Bedeckung, weswegen das dämpfungsspezifische Verhalten zwischen $H = 1,0 - 1,2km$ sehr schnell von Ungenauigkeiten in der Synchronisation beeinflusst werden könnte. Desweiteren müsste man von einer sehr großen Unterschätzung des LWC ausgehen, um die sich entwickelnde Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ anhand der Dämpfung erklären zu können.

Mit Hilfe von w_D , σ_D und des in Abbildung 6.10 b) dargestellten Profil des Dopplerspektrums, erkennt man eine große Erhöhung der Dopplergeschwindigkeit in diesem Bereich, welche eine hohe mittlere Standardabweichung σ_D besitzt. Dieser markante Sprung von einer sehr hohen Fallgeschwindigkeit zu niedrigem w_F bei $H \sim 1km$ lässt das Phänomen des Break-ups (siehe Kapitel 3.2) vermuten, bei dem sich große Tropfen spalten und somit kleinere mit geringem Durchmesser D bilden. Dabei geschieht dies nicht abrupt, weswegen im Bereich der Break-ups große und bereits zerplatzte Tropfen vorherrschen und somit die spektrale Breite σ_D in dieser Höhe H erhöhen. Der Prozess kann dabei ebenfalls weniger ausgeprägt in Abbildung 6.9 bei $H \sim 1,2km$ beobachtet werden. Die vom Sodar gemessene vertikale Windgeschwindigkeit w kann in Abbildung 6.11 für diese Höhe vernachlässigt werden ($w \sim 0$), weswegen die Hydrometeore nun wirklich einen Durchmesser $D = 1,7mm - 3mm$ aufweisen könnten. Aus Abbildung 6.10 b) lassen sich zwar Aufwinde vermuten, da zusätzlich bei $w_D \sim 10m/s$ eine hohe SNR -Intensität gemessen wurde. Diese entstand jedoch durch falsche Entfaltung des MIRA36-Algorithmus zur Bestimmung des Dopplerspektrums und liefert somit kein Indiz für eventuellen Aufwind beziehungsweise größere Tropfen. Dabei wirken bereits von der Dopplergeschwindigkeit berechneten Tropfendurchmessern $D = 1,7mm - 3mm$ bereits sehr große Resonanzeffekte auf Z_{Ka} , was die große, sich jedoch nicht summierende Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ erklärt (Mieeffekt). Seltsamerweise verkleinert sich im Bereich zwischen $2,5km < H < 3km$ jedoch der Unterschied der Reflektivitäten trotz ansteigendem w_D , was eventuell auf den sich turbulent verändernden Vertikalwind der Wolke oder wahrscheinlicher auf einem Abwindbereich am Rand der Wolke schließen lassen könnte.

Oberhalb der Schmelzschicht herrschen wegen der extrem kleinen Werte von Z_{Ka} , wie von der polarimetrischen Hydrometeorklassifizierung prognostiziert, Eiskristalle vor. Deswegen erscheinen Z_C und somit auch die Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ ungewöhnlich hoch. Der Grund dieser Überschätzung von Z_C liegt dabei ver-

mutlich an der Mittelung des unstetig bewölkten Gebiets, weswegen auch die Differenz vermutlich nicht, wie für resonanzbegleitende Dämpfungseffekte auf die Rückstreuung üblich, wieder gegen Null konvergiert. Desweiteren könnte natürlich auch die vom Mieeffekt der Rückstreuung überlagerte Dämpfung ebenfalls zur Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ nach der Abnahme von w_D (Verkleinerung der Hydrometeore) beitragen. Diese kann jedoch aufgrund des sehr geringen LWC nicht quantifiziert und somit auch nicht zurückgerechnet werden.

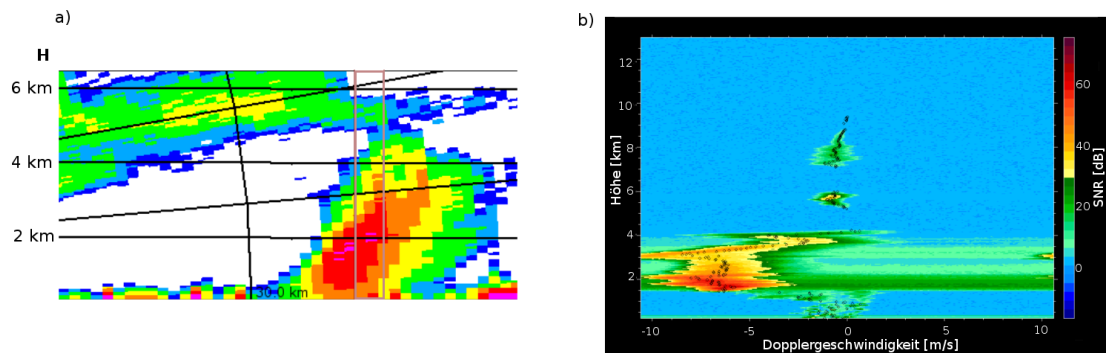


Abbildung 6.10.: RHI und Profil des Dopplerspektrums um 18:58 UTC. Die Art der Darstellung ist mit Abbildung 6.8 zu vergleichen. Lediglich der Bereich der H -Achse im RHI wurde zur genaueren Analyse der feineren Strukturen von 10km auf 6km verkleinert. Die kurze SNR -Erhöhung bei $v_D = 10\text{m/s}$, $H = 3\text{km}$ ist keiner gesonderten Beachtung zu schenken, da dieser durch falsche Entfaltung im MIRA36 Algorithmus entstanden ist.

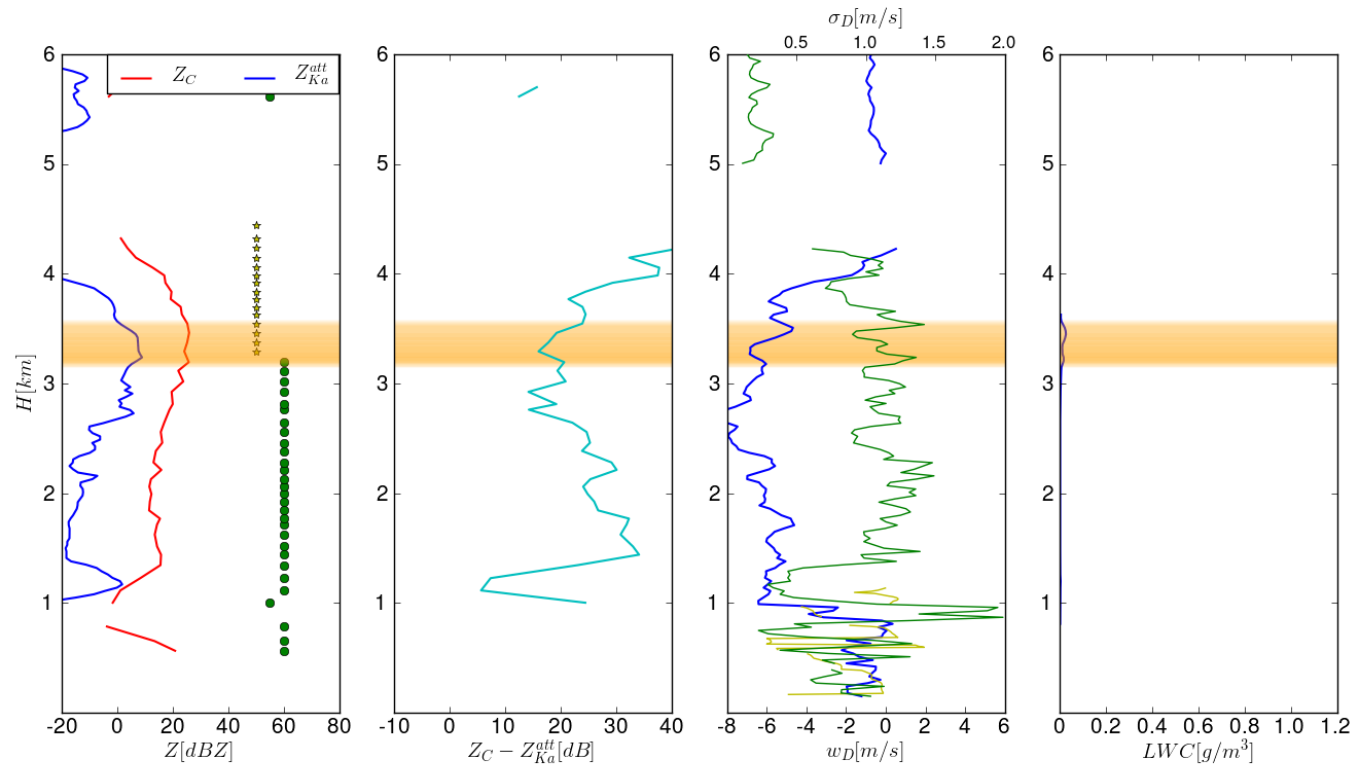


Abbildung 6.11.: Höhenprofile von 18:58 UTC. Die Art der Darstellung wurde Abbildung 6.3.1 angeglichen. Die Höhe der Schmelzschicht wurde aus der Sondierung um 20 UTC bestimmt.

6.3.3. Höhenprofil von 20:48 UTC

Das Fallbeispiel um 20:48 UTC stellt einen etwas komplexeren Sachverhalt dar. Zum einen wird hier das Kriterium überschritten, welches nur die Betrachtung von stratiformer Bewölkung zulässt. Wie jedoch aus Abbildung 6.6 zu vermuten ist, bewirkt der erst kürzliche Durchzug der Kaltfront konvektive Hebung. Dass die Front erst kürzlich über die Supersite Achern gezogen ist, lässt sich aus der Höhe des im Ka-Band erkennbaren sogenannten *Brightband*, unmittelbar über diesem sich eigentlich die Schmelzschicht befinden sollte, vermuten (siehe Abbildung 6.13). Somit kann die Schmelzschicht bei einer Höhe $H = 3\text{km}$ lokalisiert werden, welche sich jedoch um etwa 500 Meter unter der festgelegten Schmelzschicht der Sondierung um 20 UTC (oranger Balken in Abbildung 6.13) befindet. Das könnte wiederum bedeuten, dass die Kaltfront zwischen 20 UTC und 20:48 UTC bereits eine Abkühlung in diesen Höhen bewirkte und auch schon Hebung initiierte, was die konvektive Struktur des RHI in Abbildung 6.12 vermuten lässt. Dabei wirken auf die Hydrometeore Aufwinde $w = 2 - 4\text{m/s}$, welche vom Sodar für den ersten Kilometer registriert wurden (gelbe Kurve).

Zusätzlich herrschen in Höhenbereich $H = 0 - 2,5\text{km}$ Dopplergeschwindigkeiten $w_D \sim -7\text{m/s}$, welche zusammen mit dem breiten Dopplerspektrum in Abbildung 6.12 b) Regen mit überwiegend großen Tropfendurchmessern erahnen lassen. Das von MIRA36 kalkulierte *LWC*-Profil führt jedoch in diesem Höhenbereich zu Abweichungen von der in Kapitel 5.4 aufgestellten Systematik.

Zum Einen erkennt man bei einer Höhe $H = 2,0\text{km} - 2,5\text{km}$ ein Stagnation der Differenz bei $Z_C - Z_{Ka}^{att} \sim 15\text{dB}$, obwohl in diesem Bereich das *LWC* eine Zunahme widerfährt. Dieser Effekt könnte durch zwei Ursachen erklärt werden. Bei der Datenverarbeitung von Z_C musste über einen bestimmten Volumen gemittelt werden, weswegen lokal auftretende Strukturen über den integrierten Raum geglättet wurden. Andererseits könnte das nicht mit der Systematik zu erklärende Verhalten auch mit dem Aggregatzustand der detektierten Hydrometeore in Verbindung gebracht werden. Bereits bei der statistischen Betrachtung in Kapitel 6.2 wurde diese Stagnation der Differenz ab $Z_{Ka} \sim 0\text{dBZ}$ festgestellt, konnte jedoch nur sehr vage mit den klassifizierten Hydrometeoren in Verbindung gebracht werden. In dem Höhenbereich $H = 2,0\text{km} - 2,5\text{km}$ in Abbildung 6.13 befindet sich $Z_{Ka}^{att} \sim 20\text{dBZ}$ und $Z_C \sim 35\text{dBZ}$ genau in der Größenordnung, in der auch in Abbildung 6.7 eine Stagnation in der Differenz festgestellt wurde. Zusätzlich wurde ebenfalls Regen und Graupel klassifiziert, was die Vermutung nahelegt, dass in dieser Schicht schmelzende Hydrometeore vorzufinden sind, welche wegen ihrer Mischform eine theoretische Berechnung noch schwieriger gestalten und somit unvorhersehbare Effekte auf Ka- und C-Band haben könnten. Diese Theorie kann jedoch anhand dieser Messwerte nicht genau nachvollzogen werden, da auch im Bereich der mit der Systematik übereinstimmenden Differenzzunahme bei $1,8\text{km} < H < 2,0\text{km}$ eine Mischform von Regen und Graupel vorherrscht.

Eine weitere Auffälligkeit wird im Höhenbereich $1,0\text{km} < H < 1,8\text{km}$ festgestellt, bei dem MIRA36 bereits die gleiche Größenordnung von *LWC* kalkuliert, wie bei $1,8\text{km} < H < 2,0\text{km}$. Seltsamerweise wirken hier jedoch keinerlei

differenz-hervorrufende Effekte, was wieder durch die Mittelung oder durch die Mischform von Graupel und Regen hervorgerufen werden könnte. Insgesamt stellt die Tatsache, dass $Z_{Ka}^{att} = Z_C \sim 20dBZ - 40dBZ$ beträgt, eine äußerste Seltenheit über den gesamten 8. Juli 2007 dar, wenn man Abbildung 6.7 für diesen Wertebereich betrachtet. Dies kann eventuell durch die für diesen Tag seltenen stark konvektiven Zustand der Atmosphäre erklärt werden.

Für $H = 2,7 - 3km$ verhält sich die Reflektivität jedoch wieder wie in der in Kapitel 5 durchgeführten Simulation prognostiziert. Mit der Zunahme des Wassergehalts in der Säule steigt auch die Dämpfung. Wie in Abbildung 6.13 erkennbar ist, handelt es sich für diese Höhen um eine Regentropfenverteilung mit überwiegende kleinen Hydrometeoren, welche auf den Radarstrahl wirken, was sich aus dem rapiden Rückgang von w_D und σ_D erahnen und sich wieder wie in Kapitel 6.3.2 mit dem Prozess des Break-ups verbinden lässt. Nur zeigt sich dieser diesmal im Gegensatz zu den anderen Fallbeispielen direkt unter der Schmelzschicht, was zusammen mit der in diesen Höhen auftretenden und durch Dämpfung und Mieeffekte hervorgerufenen Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$, auf größere vereiste Hydrometeore schließen lässt.

Seltsamerweise weist das Höhenprofil in Abbildung 6.13 ab einer Höhe $H = 3km$ einen Rückgang der Differenz $Z_C - Z_{Ka}^{att}$ auf, was durch die zunehmende Ungenauigkeit der Mittelung des C-Bandes für größere Höhen erklärt werden kann, weswegen auch das im Ka-Band ersichtliche Brightband bei $H \sim 2,8km$ nicht im C-Band zu erkennen ist.

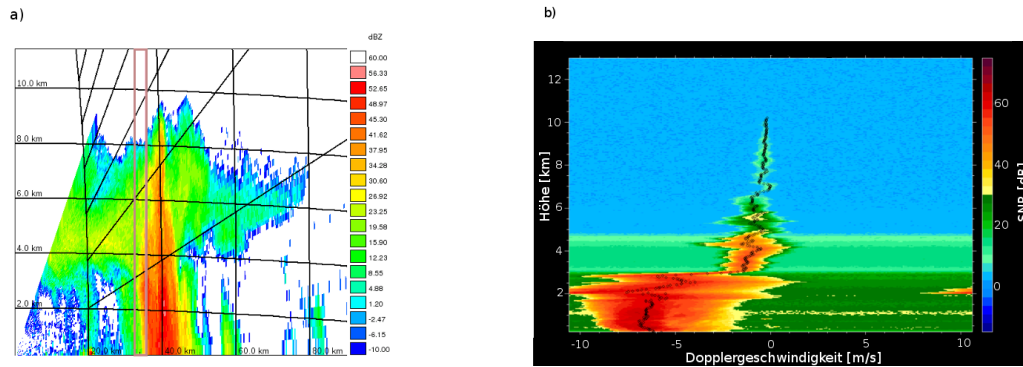


Abbildung 6.12.: RHI und Profil des Dopplerspektrums um 20:48 UTC. Die Art der Darstellung ist mit Abbildung 6.8 zu vergleichen. Wie bei Abbildung 6.10 ist die kurze SNR -Erhöhung bei $v_D = 10m/s$, $H = 3km$ eine Folge der unkorrekten Entfaltung im MIRA36 Algorithmus.

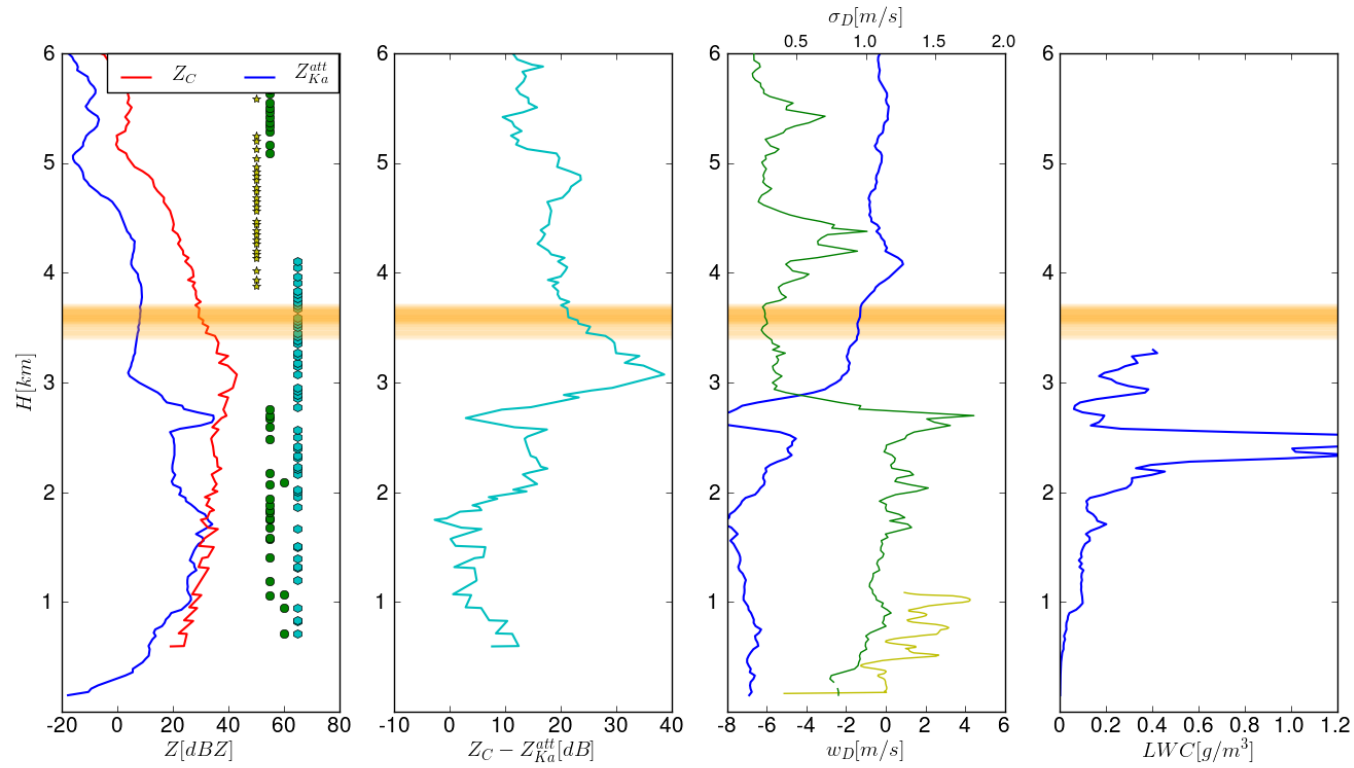


Abbildung 6.13.: Höhenprofile von 20:48 UTC. Die Art der Darstellung wurde Abbildung 6.3.1 angeglichen. Die Höhe der Schmelzschicht wurde aus der Sondierung um 20 UTC bestimmt.

7. Abschließende Bemerkungen

7.1. Zusammenfassung

Die Radarmeteorologie ist mit ihrem gegenwärtigen Wissen anhand von polarimetrischen Radargeräten in der Lage die Form und Ausrichtung von Hydrometeore im Messvolumen zu messen und somit in meteorologische Klassen zu unterteilen. Eine weitere Klassifizierung kann aus der Ableitung der Tropfengröße von der Dopplergeschwindigkeit und deren spektrales Verhalten anhand von kohärenten Radargeräten interpretiert werden. Dabei wird die Genauigkeit der von den Radaren erhaltenen Ergebnisse noch von der unbekannten Tropfengrößenverteilungen überschattet. Dessen empirische Annäherungen lassen zwar meistens eine gute Abschätzung von Regenrate und LWC zu, werden jedoch bei komplexerem Aufbau der Atmosphäre, wie zum Beispiel bei Gewittern, sehr ungenau. Nun sind für deren Prognosen diese Daten als initialer Zustand der Atmosphäre von großer Bedeutung, weswegen es das Ziel sein sollte, die Tropfengrößenverteilung aus Radarmessungen zu gewinnen und somit auch die atmosphärischen Parameter korrekt zu erhalten. Diese Arbeit beschrieb dabei keine neue technische Errungenschaft, sondern die Kombination von dopplerfähigen, polarimetrischen Radargeräten, welche aufgrund ihrer unterschiedlichen Frequenzbänder verschieden auf die gleichen atmosphärischen Parameter reagieren könnten und somit eine Abschätzung über die Tropfengrößenverteilung zuließen.

Anhand von Modellrechnungen in Kapitel 5 wurde deswegen die Wirkung von Hydrometeoren auf die zurückgestreute elektromagnetische Strahlung von Radargeräten unterschiedlicher Wellenlänge untersucht. Dazu wurde zum Einen das von der Rayleightheory abweichende Verhalten des Rückstreuquerschnitts σ_{rs} (Mieeffekt) und zum Anderen die damit einhergehende Dämpfung für eine monodisperse Verteilung von flüssigen und vereisten Hydrometeoren analysiert. Dabei wurde festgestellt, dass die Dämpfung beim C-Band für regentypische Durchmesser $D < 4mm$ vernachlässigbar ist, wohingegen beim Ka-Band bereits bei $D > 1mm$ eine dämpfende Wirkung bemerkt werden kann. Ähnlich dazu verhält sich die Rückstreuung, welche in der Radarmeteorologie mit dem Reflektivitätsfaktor Z dargestellt wird. Dieser lässt sich für typische Größen der in der Atmosphäre vorherrschenden flüssigen Hydrometeore, im C-Band sehr gut mit der Rayleighapproximation annähern. Im Gegensatz dazu wird Z im Ka-Band bei $D > 2,5mm$ unterschätzt, weswegen bei der Gegenüberstellung der beiden Frequenzbänder durch Differenzbildung ($Z_C - Z_{Ka}$) eine sich mit D zunehmende Abweichung zusätzlich zur dämpfenden Wirkung manifestiert. Dabei hängt diese Differenz im Hinblick auf die Mieeffekte nicht von der Tropfenanzahl N sondern nur von D ab, wohingegen die Dämpfung durch beide Parameter beschrieben

werden muss.

Anschließend wurde mit Hilfe eines entwickelten Retrievalverfahrens in Kapitel 5.3 untersucht, in welcher Weise sich diese Effekte auf die radartypischen Messwerte w_D (vertikale Dopplergeschwindigkeit), σ_D (spektrale Breite) und LWC (Flüssigwassergehalt) auswirken. Hierzu wurde ein LWC -Profil angenommen, das sich sehr ähnlich zu einem Messbeispiel verhält und mit Hilfe der Marshall-Palmer-Verteilung Aufschluss auf D , und somit Z , w_D und σ_D , gibt. Aufgrund der Ähnlichkeit des Verhaltens von Simulation und Messbeispiel wird angenommen, dass die vom Radar erhältlichen Größen LWC , w_D und σ_D die Abweichung der Reflektivitätsfaktoren von Ka- und C-Band erklären und sogar quantifizieren können.

Die Ergebnisse wurden in einer Systematik (siehe Tabelle 5.1) zusammengefasst, welche als Hilfestellung zur Analyse der ausgewählten Fallbeispiele in Kapitel 6.3 dienen soll. Dabei stellen die in der Systematik dargestellten Grenzwerte nur Richtlinien dar, welche bei komplexeren Tropfengrößenverteilungen, sowie für vereiste Hydrometeore, von der Praxis abweichen könnten.

Zur praxisbezogenen Analyse der Wirkung von Hydrometeoren auf die zurückgestreute elektromagnetische Strahlung von Radargeräten unterschiedlicher Wellenlänge, und zur Überprüfung der Richtigkeit der aufgestellten Systematik wurde der Datensatz eines Tages der COPS-Kampagne, an dem vorwiegend der Mieeffekt vernachlässigt werden konnte, untersucht (siehe Kapitel 6). Die benötigten Reflektivitäten wurden dabei im C-Band von POLDIRAD und im Ka-Band von MIRA36 erhalten und zusätzlich durch die Messwerte mehrerer Sondierungen und des Scientec Fas64 Doppler Sodars, sowie der Anwendung der im Kapitel 4 beschriebenen Hydrometeorklassifizierungen, untermauert. Bei der statistischen Analyse wurden dabei erste mit der Simulation übereinstimmende Abweichungen der Reflektivität bemerkt, welche jedoch wegen der fehlenden Beachtung des sich entwickelnden Dämpfungseffekt nur als bedingten Hinweis auf durch Hydrometeore beeinflusste Effekte anzusehen ist. Deswegen wurden in Kapitel 6.3 der Verlauf von Höhenprofilen zu bestimmten Zeiten betrachtet, dessen Charakteristiken durch die in Kapitel 5.4 aufgestellte Systematik für flüssige Hydrometeore größtenteils erklärt werden konnte. Oberhalb der Schmelzschicht war es kaum möglich das Verhalten der gemessenen Reflektivitätsfaktoren durch die in Kapitel 5 erhaltenen Ergebnisse zu erklären, was zum einen an der Ungenauigkeit der synchronisierten POLDIRAD-Daten und zum Anderen an den komplexeren Aufbau der dort vorherrschenden vereisten Hydrometeore liegen könnte, deren elektromagnetische Wirkung nicht mehr durch die in dieser Arbeit verwendete Mietheorie beschrieben werden kann.

Zusammenfassend wurde durch diese Arbeit gezeigt, dass anhand von Radargeräten unterschiedlicher Wellenlänge, die Tropfengrößenverteilung $N(D)$ von flüssigen Hydrometeoren mit Hilfe einer durch Marshall-Palmer angenäherten Verteilungsfunktion und durch Mie-Reihen-Berechnungen grob abgeschätzt werden kann, solange die gemessenen Hydrometeore kein komplexes Verhalten aufweisen. Dabei konnte noch keine Aussage über die Form der Tropfengrößenverteilung, sondern nur über die Quantität der Hydrometeore in der angenommenen Marshall-Palmer-Verteilung gemacht werden, welche jedoch oft noch für die Beschreibung der Atmosphäre zu ungenau ist.

7.2. Ausblick

Wegen der Ungenauigkeit der Marshall-Palmer-Verteilung sollte vor der Anwendung des Retrievelverfahrens auf Messdaten nach einer Verteilungsfunktion gesucht werden, welche den Zustand der Atmosphäre besser wiedergibt und im Optimalfall von Radarmessgrößen erhalten werden kann. Eine Möglichkeit hierzu könnte eventuell das aus der Dopplergeschwindigkeit simulierte Spektrum von SNR bieten, dessen Verlauf bereits in Kapitel 5.4 etwas diskutiert wurde und vielleicht sogar noch mehr Potential beinhaltet. Diese könnte mit exakteren Tropfengrößenverteilungen kombiniert werden und somit zu besseren Ergebnissen im Retrievelverfahren führen. Eine Verteilung, die wie Marshall-Palmer noch sehr einfach hergeleitet werden kann, wäre die sogenannte *Lognormal-Verteilung*, welche zwar nach Feingold & Levin (1987) häufiger bei Aerosolen Anwendung findet, jedoch eventuell bessere Ergebnisse als die Marshall-Palmer-Verteilung liefert. Die Distribution, welche jedoch die größte Verbesserung verspricht ist die sogenannte *Gamma-Verteilung* (siehe Gleichung 7.1), da sie nach Smith (2003) den atmosphärischen Zustand besser beschreibt als jede Exponentialverteilung. Wie aus Gleichung 7.1 ersichtlich ist, erfordert diese Genauigkeit ebenfalls ein exaktes Wissen über den weiteren Parameter Dispersion μ . Auch N_0 und Λ können wahrscheinlich nicht, wie in dieser Arbeit, durch Abschätzungen von Marshall & Palmer (1948) angenommen werden, weswegen nun drei neue, unbekannte Parameter im Retrievelverfahren hergeleitet werden müssten.

$$N(D) = N_0 D^\mu \exp(-\Lambda D) \quad (7.1)$$

Angenommen es könnte die Tropfengrößenverteilung $N(D)$ exakt kalkuliert werden, müssten zur genaueren Berechnung der Rückstreuung vor allem bei komplexeren Hydrometeoren wie kleinere und größere Eiskristalle die Mie-Reihen-Berechnungen im Retrievelverfahren durch bessere Kalkulationen abgeschätzt werden. Ein Ansatz hierzu bildet die T-Matrix-Methode nach Waterman (1965), welche jedoch mit dem Verfahren nach Dölling (1997) noch für schmelzende Hydrometeore erweitert werden sollte. Dabei könnten hier die polarimetrischen Variablen weiterhelfen, welche in den meisten Fällen die Form der Hydrometeore gut wiedergeben und somit die neu entstanden Parameter abschätzen könnten.

Wird nun das in dieser Arbeit beschriebene Retrievelverfahren durch T-Matrix-Methode und einer geeigneten Form von $N(D)$ erweitert, könnte dieses umgekehrt auf Daten angewendet werden und somit andere Variablen wie zum Beispiel das Windfeld bestimmen oder analysieren, welche Fallgeschwindigkeit w_F Eiskristalle wirklich besitzen, indem die Abweichung zwischen Simulation und Realität durch eine Veränderung dieser Variablen korrigiert wird. Desweiteren könnte das Retrievelverfahren als Korrekturalgorithmus bei der Verwendung von Radargeräten unterschiedlicher Wellenlänge verwendet werden und somit zur Kalibrierung dienen, wie es bereits in der Veröffentlichung von Hogan et al. (2003) diskutiert wurde.

Zusammenfassend würde die Kombination von Radargeräten unterschiedlicher Wellenlänge bei der Bestimmung der aktuellen (initialen) atmosphärischen Zu-

stände zu kontinuierlicheren, exakteren Ergebnissen führen, welche die kurz- wie auch langfristige Wetterprognose verbessern könnten. Es bedarf jedoch noch einiger Forschung bezüglich Problematiken, wie zum Beispiel Radomdämpfung (siehe Kapitel 2.1.4), welche nur schwer von Algorithmen erfasst werden können.

Für die Lösung der in diesem Kapitel erwähnten Problematiken, sollten somit weitere Forschungskampagnen geplant werden, welche sich vor allem auf die Kombination von Radargeräten unterschiedlicher Wellenlängen und deren spezifisches Verhalten beziehen. Ein Beispiel hierfür stellt *Cloudnet* dar, welches anhand eines Netzwerks von LIDAR-, RADAR-, SODAR-Geräten und Radiometern unterschiedlicher Frequenz und mit horizontalem Blickwinkel die Quantität der Hydrometeore über Westeuropa abschätzt und durch übliche Vorhersagemodelle wie ECHAM5 analysiert (Illingworth et al., 2007).

Literaturverzeichnis

- Ambrose, K. (2010). What makes hail clear, not cloudy? *Washington Post*.
- Anderson, P., Ladkin, R., & Renfrew, I. (2005). An autonomous doppler sodar wind profiling system. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 22, 1309–1325.
- Atlas, D., Ed. (1990). *Radar in Meteorology*. American Meteorological Society.
- Atlas, D., Srivastava, R. C., & Sekhon, R. S. (1973). Doppler radar characteristics of precipitation at vertikal incidence. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 11(1), 1–35.
- Aydin, K., Giridhar, V., & Zhao, Y. (1991). Polarimetric c-band radar observables in melting hail: a computational study. *25th International Conference of Radar Meteorology*, (pp. 733–736).
- Battan, L. J. (1973). *Radar observation of the atmosphere*. University of Chicago Press.
- Beard, K. V., Johnsons, D. B., & Baumgardner, D. (1986). Aircraft observations of large raindrops in warm, shallow, convective clouds. *Geophysical Research Letters*, 13, 991.
- Black, A. R. & Willis, P. T. (1996). Giant drops observed from large aircraft. *Proceedings of the 12th Conference on Clouds and Precipitation Zurich*, 1, 27–30.
- Böhm, H. (1989). A general equation for the terminal fall speed of solid hydrometeors. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46, 2419–2427.
- Bohren, C. & Huffmann, D. (1998). *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons, 1. auflage edition.
- Bringi, V. N., Chandrasekar, V., Meischner, P. F., Hubbert, J., & Golestani, Y. (1991). Polarimetric radar signatures of precipitation at c- and s-bands. *IEE-Proceedings-F*, 138, 109–119.
- Bringi, V. N., Rasmussen, R. M., & Vivekanandan, J. (1986). Multiparameter radar measurements in colorado convective storms. part i: Graupel melting studies. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43, 2545–2563.

- Bringi, V. N., Seliga, T. A., & Cooper, W. A. (1984). Analysis of aircraft hydrometeor spectra and differential reflectivity (zdr) radar measurements during the cooperative convective precipitation experiment. *Radio Science*, 19, 157–167.
- Dölling, I. (1997). *Modellrechnungen für polarimetrische Radarparameter im C-Band für Ensembles taumelnder und schmelzender Eispartikel und Vergleich mit Messungen*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München.
- Doviak, R. & Zrnić, D. (1993). *Doppler Radar and Weather Observations*. Academic Press, 2. edition.
- Feingold, G. & Levin, Z. (1987). Application of the lognormal raindrop distribution to differential reflectivity radar measurement (zdr). *Journal of the Atmospheric and Oceanic Technology*, 4, 377–382.
- Fournier d’Albe, E. M. & Hidayetulla, M. S. (1955). The break-up of large water drops falling at terminal velocity in free air. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 81, 610–613.
- Goler, R. (2008). *Storm and Cloud Dynamics*. Ludwig-Maximilians-Universität München.
- Gunn, R. & Kinzer, G. D. (1949). The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air. *Journal of Meteorology*, 6, 243–248.
- Hagen, M. (2010). *Radarmeteorologie*. Ludwig-Maximilians-Universität München.
- Harimaya, T. (1977). The internal structure and embryo of graupel. *Journal of the Faculty of Science*, 5(2), 29–38.
- Harimaya, T., Kikuchi, K., & Sakurai, K. (1992). On the embryo in graupel particles observed in greenland. *Journal of the Faculty of Science*, 9(2), 225–234.
- Haynes, J. M., Marchand, R. T., Luo, Z., Bodas-Salcedo, A., & Stephens, G. (2007). A multi-purpose radar simulation package: Quick- beam. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 88, 1723–1727.
- Hogan, R. J., Bouniol, D., Ladd, D. N., O’Connor, E. J., & Illingworth, A. J. (2003). Absolute calibration of 94/95-ghz radars using rain. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 20, 572–580.
- Höller, H. (1995). Radar derived mass-concentration of hydrometeors for cloud model retrievals. *27th Conference on Radar Meteorology, Vail, Colorado*, (pp. 453–454).
- Höller, H. (1998). Hochreichende konvektion. *Annalen der Meteorologie*, 38, 111–121. ‘Herbstschule der Radarmeteorologie vom 2. bis 6. November 1998 in Oberpfaffenhofen, Selbstverlag des DWD, Offenbach am Main’.

- Höller, H., Bringi, V., Hubbert, J., Hagen, M., & Meischner, P. (1994). Life cycle and precipitation formation in a hybrid-type hailstorm revealed by polarimetric and doppler radar measurements. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51(17).
- Illingworth, A. J., Hogan, R. J., O'Connor, E. J., Bouniol, D., Brooks, M. E., Delanoe, J., Donovan, D. P., Eastment, J. D., Gaussiat, N., Goddard, J. W. F., Haefelin, M., Klein Baltink, H., Krasnov, O. A., Pelon, J., Piriou, J.-M., Protat, A., Russchenberg, H., Seifert, A., Tompkins, A. M., Van Zadelhoff, G.-J., Vinit, F., Willen, U., Wilson, D. R., & Wrench, C. L. (2007). Cloudnet continuous evaluation of cloud profiles in seven operational models using ground-based observations. *American Meteorological Society*.
- Kamra, A. K., Bhalwankar, R. V., & Sathe, A. B. (1991). Spontaneous break-up of charged and uncharged water drops freely suspended in a wind tunnel. *Journal of Geophysical research*, 96, 17159–17168.
- Knight, C. A. & Knight, N. C. (1973). Quenched, spongy hail. *National Center for Atmospheric Research*, (pp. 1665–1671).
- Liljequist, G. H. & Cihak, K. (1994). *Allgemeine Meteorologie*. Wiesbaden: Vieweg Verlag, 3. edition.
- List, R. & Schemenauer, R. (1971). Free-fall behavior of planar snow crystals, conical graupel and small hail. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28, 110–115.
- Liu, H. & Chandrasekar, V. (2000). Classification of hydrometeors based on polarimetric radar measurements: Development of fuzzy logic and neuro-fuzzy systems, and in situ verification. *Journal of the Atmospheric and Oceanic Technology*, 17, 140–164.
- Low, R. D. H. & List, R. (1982). Collision, coalescence and break up of raindrops. part i: Experimentally established coalescence efficiencies and fragment size distributions in break up. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39, 1591–1607.
- Marshall, J. & Palmer, W. M. K. (1948). The distribution of raindrops with size. *Journal of Meteorology*, 5(4), 165–166.
- Mason, B. J. (1971). *Physics of Clouds (Monographs on Meteorology)*. Oxford University Press, 2. edition.
- Matrosov, S. Y. (2009). A method to estimate vertically integrated amounts of cloud ice and liquid and mean rain rate in stratiform precipitation from radar and auxiliary data. *Journal of applied meteorology and climatology*.
- Matrosov, S. Y. (2010). Synergetic use of millimeter- and centimeter-wavelength radars for retrievals of cloud and rainfall parameters. *Atmospheric Chemistry and Physics*.

- Meischner, P., Ed. (2003). *Weather Radar: Principles and Advanced Applications*. Physics of Earth and Space Environments. Springer-Verlag, second edition.
- Melchionna, S., Bauer, M., & Peters, G. (2008). A new algorithm for the extraction of cloud parameters using multipeak analysis of cloud radar data - first application and preliminary results. *Meteorologische Zeitschrift*, 17(5), 613–620.
- Mie, G. (1908). Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Annalen der Physik*.
- Mühr, B. & Billault-Chaumartin, J. (2007). *COPS Weather Summary - 08 July 2007*. Technical Report 38, COPS2007.
- Nakaya, U. (1954). Snow crystals. *Harvard University Press*.
- Park, H., Ryzhkov, A., Zrnić, D., & Kyung-Eak, K. (2009). The hydrometeor classification algorithm for the polarimetric wrs-88d: Description and application to an mcs. *American Meteorological Society*, 24, 730–747.
- Peterson, B. & Ström, S. (1974). T-matrix formulation of electromagnetic scattering from multilayered scatterers. *Physical Review D*, 10(8), 2670–2684.
- Probert-Jones, J. (1962). The radar equation meteorology. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 88, 485–495.
- Pruppacher, H. R. & Klett, J. D. (1997). *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Springer-Verlag.
- Rauber, R., Beard, K. V., & Andrews, B. M. (1991). A mechanism for giant raindrop formation in warm, shallow, convective clouds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 48, 1791.
- Rayleigh, L. (1870). On the theory of resonance. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A161, 77–118.
- Rinehart, R. E. (1994). *Radar for Meteorologists*. Knight Printing Company, 3. edition.
- Sauvageot, H. (1992). *Radar meteorology*. Artech House.
- Smith, P. L. (2003). Raindrop size distributions: Exponential or gamma—does the difference matter? *Journal of applied meteorology and climatology*, 42, 1031–1034.
- Stepanenko, V. D., Schukin, G. G., Bobylev, L. P., & Matrosov, S. Y. (1987). Microwave radiometry in meteorology. *Gidrometeoizdat*, (pp. 284 pp).
- Straka, J. M., Zrnić, D., & Ryzhkov, A. (2000). Bulk hydrometeor classification and quantification using polarimetric radar data: Synthesis of relations. *American Meteorological Society*, (pp. 1341–1372).

- Vössing, H.-J. (2001). *In-situ Messung großer Hydrometeore mit Hilfe der In-line-Holographie*. PhD thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- Warnecke, G. (1997). *Meteorologie und Umwelt: Eine Einführung*. 2. edition.
- Waterman, P. C. (1965). Matrix formulation of elektromagnetic scattering. *Proceedings of the IEEE*, 53, 805–812.
- Waterman, P. C. (1969). Scattering of dielectric obstacles. *Alta Frequenza*, 38, 348–352.
- Waterman, P. C. & McCarthy, C. V. (1968). Numerical solution of electromagnetic scattering problems. *Mitre Corporation*.
- Wulfmeyer, V., Behrendt, A., Bauer, H. S., Kottmeier, C., Corsmeier, U., Blyth, A., Craig, G., Schumann, U., Hagen, M., Crewell, S., Di Girolamo, P., Flamant, C., Miller, M., Montani, A., Mobbs, S., Richard, E., Rotach, M. W., Arpagaus, M., Russchenberg, H., Schlüssel, P., König, M., Gärtner, V., Steinacker, R., Dorninger, M., Turner, D. D., Weckwerth, T., Hense, A., & Simmer, C. (2008). The convective and orographically induced precipitation study. *American Meteorological Society*, 89, 1477–1486.
- Zrnić, D. (1991). Complete polarimetric and doppler measurements with a single receiver radar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 8, 159–165.
- Zrnić, D. S., Ryzhkov, A., Straka, J. M., Liu, Y., & Vivekanandan, J. (2001). Testing a procedure for automatic classification of hydrometeor types. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 18, 892–913.

Abbildungsverzeichnis

1.1. Probleme der Fernerkundung	3
2.1. Radar Frequenzbänder	5
2.2. Abstrahlcharakteristik eines Radars	6
2.3. Messvolumen	7
2.4. Polarisation einer elektromagnetischen Welle	12
2.5. Auswirkung der Partikelausrichtung auf <i>LDR</i>	13
3.1. Entstehungs- und Wachstumsprozesse von Hydrometeoren	16
3.2. Krümmungs- und Lösungseffekt	17
3.3. Köhler-Diagramm	18
3.4. Verformung und Break-up eines Regentropfens	20
3.5. Fallgeschwindigkeit von Regentropfen	22
3.6. Fallgeschwindigkeit von Graupel und graupelförmigen Schnee	24
3.7. Agglomeration eines Schneekristalls an Graupel	25
3.8. Querschnitt eines Hagelkorns	27
4.1. Zweidimensionale Wichtungsfunktion für mäßigen Regen	30
4.2. Hydrometeorklassifizierung aus der Form des Dopplerspektrums	33
4.3. Hydrometeorklassifizierung aus Höhenprofilen des Dopplerspektrums	34
5.1. Flussdiagramm über die Anwendungsweise von Quickbeam	35
5.2. Dämpfung durch atmosphärische Gase	38
5.3. Absorption durch Wolken	39
5.4. Dämpfung durch flüssige Hydrometeore	41
5.5. Dämpfung durch feste Hydrometeore	42
5.6. Dämpfung durch flüssige Hydrometeore	45
5.7. Dämpfung durch flüssige Hydrometeore	47
5.8. Simulation der Marshall-Palmer-Verteilung	50
5.9. Simuliertes Höhenprofil	54
6.1. Abbildungen der verwendeten Geräte	58
6.2. Schematische Darstellung des Aufbaus der Messgeräte	60
6.3. Verifikation der korrekten Synchronisation von POLDIRAD und MIRA36	61
6.4. Geographische Lage der Messinstrumente	62
6.5. Bodenanalyse vom 8. Juli 2007	64
6.6. Radardiagramm zur Wettersituation des 8. Juli 2007	65
6.7. Statistische Betrachtung des 8. Juli 2007	67
6.8. RHI und Profil des Dopplerspektrums um 16:58 UTC	70

6.9. Höhenprofile von 16:58 UTC	71
6.10. RHI und Profil des Dopplerspektrums um 18:58 UTC	73
6.11. Höhenprofile von 18:58 UTC	74
6.12. RHI und Profil des Dopplerspektrums um 20:48 UTC	76
6.13. Höhenprofile von 20:48 UTC	77

Tabellenverzeichnis

3.1. Wolkentröpfchencharakteristika in verschiedenen Wolkentypen . .	19
3.2. Klassifikation von Graupel	26
4.1. Hydrometeorklassifizierungsschema nach Höller (1995)	32
4.2. Koherentes Hydrometeorklassifizierungsschema	34
5.1. Systematik von atmosphärischer Dämpfung und Verhaltensänderung in der Rückstreuung	56
6.1. Technische Details der analysierten Messgeräte	59
A.1. Verwendete physikalische Fundamentalkonstanten	93
A.2. Abkürzungsverzeichnis	93
A.3. Verzeichnis der verwendeten Symbole	94

A. Abkürzungsverzeichnis

Tabelle A.1.: Verwendete physikalische Fundamentalkonstanten.

Symbol	Bedeutung	Wert
c	Betrag der Lichtgeschwindigkeit	$299792458 \frac{m}{s}$
g	Erdbeschleunigung	$9,81 \frac{m}{s^2}$
k_B	Boltzmannkonstante	$1,38 \times 10^{-23} \frac{J}{K}$
R_L	Gaskonstante für Luft	$287 \frac{J}{kgK}$
ρ_w	Dichte von Wasser	$999975 \frac{g}{m^3}$

Tabelle A.2.: Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
COPS	Convective and Orographically-induced Precipitation Study
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Oberpfaffenhofen, D
ICAS	Institute for Climate and Atmospheric Science, Leeds, GB (Institut für Klima- und Atmosphärenforschung)
LIDAR	Light Detection and Ranging (Fernerkundung im Wellenlängenbereich des sichtbaren Lichts)
MIRA36	Wolkenradar mit Sende-/Empfangsfrequenz von $36GHz$ der Firma Metek
MI/UHH	Meteorologisches Institut der Universität Hamburg
POLDIRAD	Polarisations- Doppler-Radar des DLR
PPI	Plan Position Indicator (Panorama-Anzeige)
RADAR	Radio Detection and Ranging (Fernerkundung im Radiowellenbereich)
RHI	Range Height Indicator (Vertikalschnitt)
Scientec Fas64	Sodar der Firma Scientec
SODAR	Sonic Detection and Ranging (Fernerkundung im Akustikwellenbereich)

Tabelle A.3.: Verzeichnis der verwendeten Symbole

Symbol	Bedeutung	typ. Einheit
$A_{\sigma_{rs}}$	Fläche des gemessenen Streuobjekts	m^2
A_e	Fläche des Radarempfängers	m^2
B_R	Bandbreite des Radarempfängers	Hz
D	Durchmesser	m
e	Wasserdampfpartialdruck	Pa
e_s	Sättigungsdampfdruck	Pa
η	Radarreflektivität	
F_R	Rauschzahl	dB
G	Antennengewinn	dB
h	Pulslänge	m
H	Höhe über NN	m
IWC	Gehalt gefrorenen Wassers	gm^{-3}
k	Dämpfungsfaktor (für Hydrometeore)	m^{-1}
k_G	Dämpfungsfaktor für Gase	m^{-1}
k_H	Dämpfungsfaktor für Hydrometeore	m^{-1}
K	Dielektrizitätsfaktor	
l	Höhenlevel	
LDR	lineare Depolarisationsverhältnis	dB
LWC	Flüssigwassergehalt	gm^{-3}
λ	Radarwellenlänge (gemessen)	m
λ_0	Radarwellenlänge (gesendet)	m
m	komplexer Brechungsindex ($m = n + ik$)	
μ	dynamische Viskosität	$Pa\ s$
n	Tropfenanzahldichte	m^{-3}
N	Tropfenanzahl	
$N(D)$	Verteilungsfunktion über die Partikelgröße	$mm^{-1}m^{-3}$
N_l	Anzahl der Wassermoleküle	
ν	Radarfrequenz (gemessen)	kHz
ν_0	Radarfrequenz (gesendet)	kHz
PRF	Pulsfolgefrequenz	Hz
P_N	thermische Rauschleistung	W
P_R	Radarempfangsleistung	W
P_T	Radarsendeleistung	W
r	Entfernung des gemessenen Streuobjekts zum Radar	m
R	Regenrate	ms^{-1}
Re	Reynoldszahl	
RH	relative Feuchte	%
R_c	kritischer Tropfenradius	μm
ρ_L	Dichte von Luft	gm^{-3}
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis	dB
S_u	Leistungsdichte eines ungerichteten Strahls	Wm^{-2}

σ_a	Absorptionsquerschnitt	m
σ_D	Spektrale Breite der Dopplergeschwindigkeit	ms^{-1}
σ_e	Extinktionsquerschnitt	m
σ_{rs}	Rückstreuquerschnitt	m
σ_s	Streuquerschnitt	m
σ_{vl}	Oberflächenspannung	
t_m	Zeit der Messung	UTC
T	Umgebungstemperatur	$^{\circ}C$ oder K
T_0	Radar Referenztemperatur	$^{\circ}C$ oder K
τ	Pulsdauer	s
Θ_0	Öffnungswinkel	$^{\circ}$
v_D	Dopplergeschwindigkeit	ms^{-1}
V	Messvolumen	m^3
ΔV	infinitesimale Volumenänderung	m^3
w	vertikale Windgeschwindigkeit	ms^{-1}
w_D	vertikale Komponente der Dopplergeschwindigkeit	ms^{-1}
w_F	theoretisch ermittelte Fallgeschwindigkeit der Hydrometeore ($w = 0$)	ms^{-1}
z	Reflektivitätsfaktor	mm^6m^{-3}
Z	Reflektivitätsfaktor	dBZ
Z^{att}	gedämpfter Reflektivitätsfaktor	dBZ
Z_{DR}	differentielle Reflektivität	dB
Z^{unatt}	ungedämpfter Reflektivitätsfaktor	dBZ

Danksagung

Die Erstellung dieser Arbeit war, im nachhinein gesehen, die nervenaufreibendste aber auch interessanteste Zeit meines Studiums. Zum Bestehen dieses Lebensabschnitts sei jedoch noch einigen Personen zu danken.

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Professor Dr. Ulrich Schumann und Herrn Dr. Thomas Gerz bedanken, dass sie mir ermöglicht haben, das in dieser Arbeit behandelte Thema am Institut für Physik der Atmosphäre am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Oberpfaffenhofen zu bearbeiten.

Desweiteren gilt mein Dank Herrn Professor Dr. George Craig für das Interesse an meiner Arbeit und dessen Abnahme seitens des Meteorologischen Instituts der Ludwig-Maximilians-Universität München.

Besonderer Dank gilt meinem Betreuer Herrn Dr. Kersten Schmidt für seine anscheinend endlose Geduld im Beantworten vieler Fragen. Seine konstruktive Kritik aber auch die reibungslose Zusammenarbeit an manchen Problemstellungen waren stets eine Bereicherung für mich.

Danken möchte ich auch meinen Zimmerkollegen Martin Köhler, Sebastian Diebel und Jens Reimann für die bereitwillige Beantwortung aller Fragen, sowohl fachlicher, als auch technischer Natur.

Desweiteren möchte ich mich bei allen anderen Mitarbeitern der Abteilung Wolkenphysik und Verkehrsmeteorologie für die freundliche Atmosphäre bedanken, die das Arbeiten wesentlich erleichtert hat.

Für das allgemeine Gelingen des Studiums der Meteorologie sei noch vielen Freunden und Verwandten für ihre moralische und fachliche Unterstützung zu danken. Diese dürfen sich jetzt angesprochen fühlen. Dabei gilt ganz besonderem Dank meinem Vater Manfred Habol und meiner Mutter Gertraud Brandl, die mich in jeglicher Art und Weise während meines bisherigen Lebens unterstützt haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst zu haben und keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

München, 11. November 2011

